

# Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT

(arrêté du 07 août 2006)

Spécialité : Physique nucléaire

par

**Aurélie VANCRAEYENEST**

**Résultats et simulation en spectroscopie  $\gamma$  des noyaux déformés :  
cas des noyaux isomériques et tétraédriques**

soutenue le 25 octobre 2010

devant la Commission d'Examen

<b>Jury :</b>	<b>M. B. BLANK</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>M. G. DE FRANCE</b>	
	<b>M. D. GUINET</b>	<b>Directeur de thèse</b>
	<b>M. C. PETRACHE</b>	<b>Président du Jury</b>
	<b>M. O. STÉZOWSKI</b>	
	<b>M. C. THEISEN</b>	<b>Rapporteur</b>



# Remerciements

Ce manuscrit représente l'aboutissement d'un peu plus de trois ans de travail, mais aussi la concrétisation d'un rêve qui s'est construit pendant de longues années. Dans les lignes qui suivent, j'aimerais remercier, voire rendre hommage, aux personnes qui ont contribué, chacune à leur façon, tant à la réalisation de ce travail de doctorat, qu'à l'accomplissement de ce rêve.

Mes premiers mots iront à l'ensemble des membres de mon jury qui ont accepté d'évaluer ce travail. Je remercie tout particulièrement MM. Bertram Blank et Christophe Theisen d'avoir été rapporteurs de ce manuscrit. Merci du temps que vous avez consacré à la lecture de ces pages et des remarques que vous avez pu apporter pour améliorer ce travail. Je voudrais également remercier M. Gilles De France pour avoir examiné et apporté un œil expert à ce travail. J'espère que nos chemins se recroiseront à l'avenir. Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à M. Costel Petrache pour avoir accepté de présider ce jury, mais également de m'avoir confié l'analyse de l'expérience isomères. Les discussions à ce sujet ont toujours été constructives et intéressantes.

Ce travail n'aurait évidemment pas été possible sans M. Daniel Guinet qui a accepté de m'encadrer pendant ce doctorat, et qui a eu également la lourde tâche de me supporter au quotidien ! J'ai passé trois années très agréables, toujours dans la bonne humeur. J'ai beaucoup appris de ces trois ans, tant scientifiquement que personnellement. Nos discussions sur les innombrables incohérences du monde vont me manquer, ainsi que les petits coups de colère envers les inspecteurs académiques ou autres recteurs... (un petit coup de "ça m'énerve" et tout va mieux !)

Enfin, je ne peux oublier l'importante contribution de M. Olivier Stézowski dans l'aboutissement de ce travail. Je te dois beaucoup et te suis reconnaissante de tout le temps que tu as passé à mes côtés pour résoudre tous mes problèmes, tant informatiques

que scientifiques. J'ai beaucoup apprécié travailler à tes côtés et j'espère que nous pourrions de nouveau le faire dans le futur. Merci aussi de toute la bonne humeur que tu apportes au quotidien, qui excuse ton côté grognon en manip !

Je voudrais maintenant remercier l'ensemble du groupe Matière Nucléaire pour leur accueil et leur perpétuelle bonne humeur bien qu'il n'ait eu cesse de se réduire au fil des ans !! Tout d'abord, Nadine, merci pour ton aide dans les nombreuses tâches administratives qui m'a été d'un grand secours dans bien des cas. Philippe, tout jeune professeur et directeur de laboratoire, je garde un très bon souvenir des petites discussions au détour d'un couloir et je te souhaite bonne continuation pour cette nouvelle aventure ! Enfin, j'ai une petite pensée pour mon compatriote normand, Greg, qui a apporté de la fraîcheur (et non la pluie...) dans le groupe. Je te souhaite bonne chance à toi aussi !

Ce travail n'aurait pas été possible sans le concours de plusieurs personnes, et notamment, je voudrais exprimer ici ma reconnaissance à tous les personnels du laboratoire de Jyväskylä, chercheurs, techniciens ou étudiants qui ont fait en sorte que les expériences que j'ai analysées se déroulent pour le mieux et donnent de très bonnes données. Merci également à tous les collaborateurs, qui ont participé à la bonne ambiance lors des différentes expériences auxquelles j'ai participé avec toujours beaucoup de plaisir. Je voudrais ici adresser un remerciement particulier à Dominique Curien, responsable de la partie expérimentale de la collaboration TetraNuc. J'ai beaucoup aimé travailler avec toi, et j'ai beaucoup appris grâce aux différentes discussions que nous avons eues, que ce soit sur la physique nucléaire ou sur les coutumes et spécialités finlandaises.

Je ne peux évidemment pas oublier l'apport des personnels techniques et administratifs du laboratoire dans le bon déroulement de mon doctorat. Je tiens particulièrement à remercier le service informatique d'avoir toujours répondu rapidement à mes ennuis, et encore merci Clément d'avoir changé 3 (ou peut-être 4...) fois ma carte graphique devenue trop bruyante !! Je suis reconnaissante à l'ensemble des services mission et direction de permettre que les démarches se fassent toujours avec le sourire. Enfin, je voudrais adresser quelques pensées particulièrement à des personnes qui ont beaucoup comptées pendant ces trois ans. Merci tout d'abord à Sylvie, personnage incontournable pour tout doctorant du labo (et même plus loin...), de toujours avoir répondu présent quand j'en ai eu besoin. Mon autre pensée va vers Micky, qui a quitté le labo en même temps que moi pour de nouvelles aventures. Merci sincèrement de m'avoir soutenu et encouragé, surtout pendant les derniers mois de galère, cela m'a beaucoup touché.

Je voudrais ici saluer tous ceux qui ont rendu le quotidien agréable et qui me permettent de terminer ce doctorat avec plein de bons souvenirs. Je pense par exemple à Nathalie, rayon de soleil arrivé dans notre couloir, et à Hélène, compagne de galère de fin de thèse, toutes mes pensées t'accompagnent pour la fin. Je laisse ici un petit mot pour Angela, toujours souriante, qui m'a très gentiment fait découvrir son "antre".

Tout au long de ces années, j'ai pu compter sur le soutien de ma famille et de mes amis. Tout d'abord, j'aimerais adresser un très grand merci à mes parents, qui m'ont toujours soutenu et encouragé, et à qui je dois, incontestablement, d'avoir pu mener à terme ces longues années universitaires. Je voudrais aussi exprimer ma gratitude à mes deux correcteurs orthographiques, que sont ma maman et ma tante, pour avoir eu la patience et le courage de lire (et relire...) l'ensemble de ce manuscrit qui a dû leur sembler bien incompréhensible par moment.

Je garde aussi en souvenir tous les bons moments passés entre amis à Grenoble ou à Lyon, qui m'ont permis de décompresser au travers de nos nombreux fou-rires, mais aussi de partager nos différentes expériences doctorales ou d'enseignements. Merci à vous tous d'avoir été là, et bien qu'on ne puisse se voir fréquemment, je pense très souvent à vous !

Je voudrais ici remercier une personne toute particulière à mes yeux qui a eu un rôle tout aussi particulier dans la réalisation de tout ceci. Tu as été un soutien essentiel pour moi, et tu continues de l'être après plus de dix ans d'amitié. Tu as eu confiance en moi, même quand celle-ci me faisait défaut. Tu m'as toujours soutenue, encouragée, et poussée même, quand c'était nécessaire. Je te dois beaucoup, et j'espère que ces quelques lignes te remercieront à ta juste valeur.

Enfin, je terminerai en te remerciant, toi qui compte plus que tout autre et avec qui j'ai traversé ces dernières années. Tu m'as accompagné et compris mieux que quiconque. Je te suis plus que reconnaissante de toute la patience et l'attention dont tu as fait preuve pendant ces derniers mois alors que tu avais tant à faire déjà avec ta propre thèse. Tous les mots du monde ne suffiraient pas pour t'exprimer ma pensée, mais l'avenir s'en chargera, j'en suis sûre...



# Résumé

Le travail présenté dans ce manuscrit regroupe deux études de spectroscopie  $\gamma$ . La première concerne les isomères des noyaux de néodyme autour de  $N = 82$ . Ces noyaux, lorsqu'ils sont étudiés par des modèles de type Cranked-Nilsson-Strutinsky, présentent des états énergétiquement favorisés. Ils sont autant de candidats pour la recherche d'isomères de spin. Expérimentalement, un certain nombre d'états isomériques ont déjà été observés dans les noyaux de  $^{138,139,140}\text{Nd}$  sur lesquels porte cette étude. Afin de mieux caractériser ces états, une expérience a été menée en août 2009 à Jyväskylä auprès de l'ensemble de détection JUROGAM-RITU-GREAT. La réaction de fusion-évaporation  $^{48}\text{Ca} + ^{76}\text{Zr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}^*$  réalisée avec une cible mince a permis de produire majoritairement les noyaux  $^{139,140}\text{Nd}$ . Les noyaux produits, transportés au plan focal par le spectromètre RITU, sont implantés et le rayonnement émis par la décroissance des isomères est ensuite recueilli par l'ensemble de détection GREAT. Nous développerons l'analyse complète de cette expérience et nous montrerons les résultats émergents. Nous avons, par exemple, pu montrer l'alimentation du niveau  $20^+$  de  $^{140}\text{Nd}$  ainsi que le placement énergétique du niveau isomérique du noyau  $^{139}\text{Nd}$ .

La deuxième partie de ce travail s'articule autour de la recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau  $^{156}\text{Gd}$ . Cela a consisté à la fois en un travail de spectroscopie gamma des bandes de parité positive de ce noyau, laquelle a fait émerger un certain nombre de nouvelles transitions. Le deuxième volet de cette étude consistait à simuler dans l'environnement ROOT - GEANT4 le seuil d'observation des signaux faibles avec le détecteur de rayonnements  $\gamma$  de nouvelle génération AGATA.





# Abstract

Major part of this work is about the realization and complete analysis of an experiment for study of isomeric states in  $^{138,139,140}\text{Nd}$  nuclei. This was performed at Jyväskylä laboratory (Finland) using a fusion-evaporation reaction with  $^{48}\text{Ca}$  beam on a thin  $^{96}\text{Zr}$  target. Experimental setup consisted in the target position gamma ray detector JUROGAM II which was coupled with the RITU recoil separator and the GREAT focal plane detector array. This particularly well adapted setup permit to manage  $\gamma$  spectroscopy of the interest nuclei around isomeric states. Indeed, we used prompt-delayed matrices to separate rays that come onto isomeric states and these who decay from them. Then, correlation between the two components permit to establish feeding transitions of isomeric states. Thanks to this experiment, a new isomeric state was also highlighted in  $^{139}\text{Nd}$  with spin  $23/2^+$ , which was predicted and interpreted in Cranked-Nilsson-Strutinsky calculation. Finally, very clean time spectra allow to determine precisely life-time of four states in four nuclei.

This PhD is also made of a part of the analysis of the first experimental search for fingerprints of tetrahedral symmetry in  $^{156}\text{Gd}$  using high fold gamma ray spectroscopy. Thanks to a large number of triple coincidence events, we managed a detailed spectroscopy of this nucleus. Particularly, we found out 13 new transitions in positive parity bands. As a complement of this work, we have done GEANT4 simulations about the detection limits of low intensity transitions by AGATA multidetector. Indeed, tetrahedral symmetry predicts vanishing of E2 transitions at lower spin states and simulations permit to determine observation limit of these transitions with different version of AGATA.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Le noyau : de sa découverte à sa modélisation</b>	<b>3</b>
I.1 Histoire de la physique nucléaire . . . . .	4
I.1.a La radioactivité . . . . .	4
I.1.b Le noyau atomique . . . . .	5
I.1.c Le neutron . . . . .	6
I.1.d La radioactivité artificielle . . . . .	7
I.2 Exploration des noyaux . . . . .	7
I.2.a La vallée de stabilité . . . . .	7
I.2.b La charte des noyaux . . . . .	10
I.3 Modélisation du noyau . . . . .	11
I.3.a Modèle de la goutte liquide . . . . .	11
I.3.b Modèle en couches . . . . .	14
I.3.c Introduction de la déformation . . . . .	18
I.4 Conclusion du chapitre . . . . .	24
<b>II Les états isomériques dans les noyaux de Nd</b>	<b>25</b>
II.1 Eléments théoriques . . . . .	27
II.1.a Noyaux en rotation par le modèle du “ <i>cranking</i> ” . . . . .	27
II.1.b L’approche configuration-dépendante de Nilsson-Strutinsky . . . . .	28
II.1.c Influence de la configuration . . . . .	32
II.2 Application à la prédiction d’états isomériques . . . . .	34
II.2.a Paramétrisation du potentiel de Nilsson . . . . .	34
II.2.b Description microscopique des états du $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	35
II.2.c Configuration de l’état $20^+$ du $^{140}\text{Nd}$ et autres états à haut spin . . . . .	37
II.2.d Etats isomériques dans le noyau $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	38

II.3 Conclusion du chapitre . . . . .	40
<b>III Présentation de l'expérience isomères</b>	<b>41</b>
III.1 Etat des connaissances sur les noyaux $^{138-140}\text{Nd}$ . . . . .	43
III.1.a $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	43
III.1.b $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	47
III.1.c $^{138}\text{Nd}$ . . . . .	48
III.1.d Positionnement de notre expérience . . . . .	49
III.2 Dispositif expérimental . . . . .	51
III.2.a Production des isotopes . . . . .	51
III.2.b Ensemble de détection . . . . .	52
Détection des $\gamma$ : Principe et JUROGAM II . . . . .	52
Le spectromètre de recul RITU et détecteurs du plan focal . . . . .	56
III.2.c Les événements . . . . .	58
III.3 Mise en forme des données brutes . . . . .	60
III.3.a La calibration en énergie . . . . .	60
III.3.b Relecture et construction des événements . . . . .	62
GRAIN . . . . .	62
Algorithmes de sommation pour les clovers . . . . .	64
III.3.c Outils d'exploitation des matrices . . . . .	66
III.4 Conclusion du chapitre . . . . .	68
<b>IV Résultats expérimentaux sur les isomères</b>	<b>69</b>
IV.1 Noyaux produits et temps de vie des isomères . . . . .	71
IV.1.a Nombre d'événements et multiplicité . . . . .	71
IV.1.b Identification des isomères et mesure du temps de vie . . . . .	72
IV.1.c Temps de vie des isomères produits . . . . .	76
IV.1.d $^{139}\text{Pr}$ . . . . .	77
IV.2 Corrélations entre rayonnement prompt et retardé . . . . .	78
IV.2.a Transition d'alimentation du niveau $20^+$ du noyau $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	79
IV.2.b Positionnement en énergie du niveau isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	82
IV.3 Bandes flottantes dans les isotopes $^{138-140}\text{Nd}$ . . . . .	88
IV.3.a $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	88
IV.3.b $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	89
IV.3.c $^{138}\text{Nd}$ . . . . .	90
IV.4 Interprétation des résultats expérimentaux . . . . .	93

IV.4.a	Discussion de l'état isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$ au dessus du niveau $19/2^+$ . . . . .	93
IV.4.b	Apport des nouvelles transitions dans le noyau $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	94
IV.5	Conclusion du chapitre . . . . .	97
<b>V</b>	<b>Les noyaux tétraédriques</b>	<b>99</b>
V.1	Motivations théoriques et expérimentales . . . . .	101
V.1.a	La symétrie tétraédrique : modélisation et prédictions . . . . .	101
	Stabilité de la forme tétraédrique . . . . .	102
	Les nombres magiques tétraédriques . . . . .	102
	Allure inhabituelle du schéma . . . . .	103
	Les rapports d'embranchement . . . . .	104
V.1.b	Les études antérieures . . . . .	104
V.2	L'expérience . . . . .	108
V.2.a	Le dispositif expérimental . . . . .	108
V.2.b	Sections efficaces de production . . . . .	109
V.2.c	Les outils d'analyse . . . . .	110
V.3	Résultats expérimentaux . . . . .	115
V.3.a	Nouvelles transitions dans les bandes $\gamma$ . . . . .	115
	Les intrabandes . . . . .	115
	Les interbandes . . . . .	120
V.3.b	Les autres bandes de parité positive . . . . .	123
V.3.c	Intensités relatives et rapports d'embranchement . . . . .	126
	Intensités relatives . . . . .	126
	Rapports d'embranchement pour les bandes $\gamma$ . . . . .	132
V.3.d	Interprétation des bandes de parité positive . . . . .	134
V.4	Conclusion du chapitre . . . . .	135
<b>VI</b>	<b>Simulation des limites de détection pour AGATA</b>	<b>139</b>
VI.1	Les outils de simulation . . . . .	141
VI.1.a	Contexte . . . . .	141
VI.1.b	Réaction de fusion-évaporation . . . . .	142
VI.1.c	Génération de rayonnements gamma réalistes . . . . .	144
VI.2	Détection par le multidétecteur $\gamma$ AGATA . . . . .	145
VI.2.a	Le détecteur : principe et géométrie . . . . .	145
VI.2.b	Tracking $\gamma$ . . . . .	147

VI.2.c Simulation de l'expérience référence . . . . .	148
VI.3 Limites de détection des transitions TetraNuc . . . . .	149
VI.3.a Données expérimentales . . . . .	150
VI.3.b Schéma de niveaux simulé . . . . .	152
VI.3.c Résultats . . . . .	152
VI.3.d Discussion . . . . .	157
VI.4 Conclusion du chapitre . . . . .	158
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>161</b>

# Table des figures

I.1	(a) Image de la croix de Malte imprimée par les radiations sur les plaques photographiques de Henri Becquerel. Et (b) schéma de l'expérience de Ernest Rutherford qui a mené à la découverte du noyau en 1911 FIG. I.1(b).	5
I.2	Vision artistique de la vallée de stabilité. . . . .	8
I.3	Charte des noyaux. . . . .	10
I.4	Energie de liaison par nucléon : (a) par la formule semi-empirique de Weiszäcker avec la contribution des différents termes et (b) expérimentale ajustée par la formule de masse [Boh69]. . . . .	12
I.5	Placement des niveaux nucléaires en appliquant des approximations successives du potentiel nucléaire. Les nombres magiques sont retrouvés après introduction d'un terme spin-orbite $\vec{l} \cdot \vec{s}$ . . . . .	17
I.6	Variation des fréquences $\omega_i$ en fonction du paramètre d'asymétrie $\gamma$ pour une valeur fixée de $\varepsilon_2$ . . . . .	19
I.7	Schéma du plan $(\gamma, \varepsilon_2)$ permettant de visualiser les formes adoptées par le noyau. L'angle $\gamma$ est défini par rapport à l'axe horizontal et la valeur de $\varepsilon_2$ correspond à la distance au point sphérique. . . . .	19
I.8	Diagrammes de Nilsson pour N et Z entre 50 et 82 ( $\varepsilon_4 = \frac{\varepsilon_2^2}{6}$ est le degré de déformation hexadécapolaire). $E_{s,p}$ est l'énergie des niveaux nucléaires, donnée ici en unité de $\hbar\omega$ . Le label des niveaux est expliqué dans le texte. . . . .	21
I.9	Surfaces d'énergie potentielle pour différentes déformations nucléaires [Gne71] et illustration de la forme du noyau correspondant. . . . .	23
II.1	Différents profils de bandes interprétées dans le modèle CNS. . . . .	33
II.2	Etats calculés et expérimentaux du $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	36
II.3	Surfaces de Fermi pour les protons et neutrons à la déformation $\varepsilon_2 = 0.06$ des niveaux impliqués dans la configuration de l'état isomérique $20^+$ . . . . .	38
II.4	Etats de configurations calculés par modèle CNS du $^{139}\text{Nd}$ [Rag]. . . . .	39

III.1	Spectres en temps des transitions en dessous de l'isomère $20^+$ du $^{140}\text{Nd}$ .	43
III.2	Schéma de niveaux partiel du $^{140}\text{Nd}$ en dessous de l'isomère $20^+$ à 7393 keV.	46
III.3	Spectres en temps des transitions en dessous de l'isomère au dessus du niveau $\frac{19}{2}^+$ du $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	47
III.4	Schéma de niveaux partiel du $^{139}\text{Nd}$ autour de l'isomère [Fer08]. . . . .	48
III.5	Spectre $\gamma$ prompt et retardé du $^{138}\text{Nd}$ montrant l'existence d'un état isomérique au dessus du niveau à 3130 keV [Yos75]. . . . .	49
III.6	Schéma de niveaux du $^{138}\text{Nd}$ déduit de l'étude de De Angelis <i>et al.</i> [DA94].	50
III.7	Schéma du dispositif expérimental de l'expérience. . . . .	53
III.8	Schéma des interactions $\gamma$ -matière et leur sections efficaces pour le germanium. . . . .	54
III.9	Photographie du multidétecteur de rayonnements $\gamma$ JUROGAM II. . . . .	55
III.10	Schéma du specromètre de recul RITU. . . . .	56
III.11	Photographie des clovers du plan focal de RITU. . . . .	57
III.12	Spectre en temps d'un clover de JUROGAM II. . . . .	59
III.13	Spectre de calibration d'un détecteur de JUROGAM II. . . . .	61
III.14	Schéma du fonctionnement de GRAIN. . . . .	64
III.15	Figure illustrant l'algorithme d'addback. . . . .	65
III.16	Illustration de la méthode graphique implémentée dans GammaWare pour obtenir un spectre des transitions en coïncidence avec un pic d'énergie donnée. . . . .	66
IV.1	Distribution de multiplicité pour le multidétecteur JUROGAM II. Données pour un fichier de 2Gb. . . . .	72
IV.2	Matrice énergie-temps des clovers du plan focal. . . . .	73
IV.3	Illustration de la procédure de soustraction de fond des spectres en temps.	74
IV.4	Effet de la procédure de soustraction de fond des spectres en temps. . . .	75
IV.5	Spectres en temps des états isomériques peuplés. . . . .	76
IV.6	Spectres conditionnés du $^{139}\text{Pr}$ observé par décroissance bêta au plan focal.	78
IV.7	Spectre conditionné par la transition à 868 keV du $^{140}\text{Nd}$ dans les clovers du plan focal. . . . .	79
IV.8	Spectre $\gamma$ prompt conditionné par les transitions du $^{140}\text{Nd}$ retardées. . . .	80
IV.9	Schéma de niveaux partiel du $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	81
IV.10	Spectre $\gamma$ prompt conditionné par les transitions retardées du $^{139}\text{Nd}$ . . . .	82
IV.11	Illustration de la méthode de limitation des contaminations pour les matrices $\gamma - \gamma$ JUROGAM conditionnées par le plan focal. . . . .	83



IV.12 Comparaison des spectres non soustrait et soustrait par la procédure implémentée pour la réalisation de matrice $\gamma - \gamma$ promptes conditionnées par des transitions du plan focal. . . . .	84
IV.13 Spectre doublement conditionné par les transitions retardées du plan focal et la transition à 141 keV. . . . .	85
IV.14 Spectre doublement conditionné par les transitions retardées du plan focal et les transitions à 194, 550 et 835 keV. La transition à 261 keV est discutée à la section IV.3. . . . .	86
IV.15 Schéma de niveaux partiel du $^{139}\text{Nd}$ autour de l'état isomérique. . . . .	87
IV.16 Spectre conditionné par les transitions de la bande flottante au dessus du spin 26. . . . .	89
IV.17 Spectres doublement conditionnés obtenus à partir du cube de l'expérience Euroball [Pet]. Le premier montre le spectre en double condition sur la transition à 156 keV. Le second est conditionné par les transitions à 141 et 156 keV du $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	90
IV.18 Spectre des rayonnements $\gamma$ prompts conditionné par les transitions détectées au plan focal du $^{138}\text{Nd}$ . . . . .	91
IV.19 Schémas de niveaux partiels de l'alimentation de l'état isomérique du $^{138}\text{Nd}$ . . . . .	92
IV.20 Schéma de niveaux partiel du $^{139}\text{Nd}$ avec les configurations des bandes autour du niveau isomérique. . . . .	95
V.1 Figure géométrique représentant un tétraèdre (a) et exemple de la forme tétraédrique que peut prendre un noyau (b). . . . .	101
V.2 Surface d'énergie potentielle en fonction des déformations quadrupolaire et tétraédrique [Dud06a]. . . . .	102
V.3 Niveaux d'énergies individuelles pour les protons en fonction de la déformation tétraédrique [Dud03]. . . . .	103
V.4 Schéma de niveaux des bandes de parité positive du $^{156}\text{Gd}$ obtenu par de l'étude de Konijn <i>et al.</i> [Kon81] en 1981. . . . .	105
V.5 Schéma de niveaux du $^{156}\text{Gd}$ obtenu lors de l'étude de Sugawara <i>et al.</i> [Sug01] en 2001. . . . .	107
V.6 Multidétecteur de rayonnement $\gamma$ JUROGAM à Jyväskylä en Finlande. . . . .	108
V.7 Spectre doublement conditionné de la bande fondamentale du noyau $^{154}\text{Gd}$ . . . . .	111
V.8 Schéma de niveaux du noyau $^{154}\text{Gd}$ observé expérimentalement. . . . .	112
V.9 Illustration de la soustraction de fond sur une matrice conditionnée. . . . .	113
V.10 Spectre doublement conditionné obtenu directement à partir du cube. . . . .	114

V.11	Schéma de niveaux partiel des bandes $\gamma$ du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	116
V.12	Spectre de la bande $\gamma$ paire conditionné par les transitions à 480 keV et 1046 keV. . . . .	116
V.13	Spectre des transitions intrabandes des bandes $\gamma$ de spins pairs et impairs. . . . .	117
V.14	Spectres de la bande $\gamma$ de spins impairs conditionnés par les transitions (a) à 488 keV et 540 keV et (b) 576 keV puis 437 keV. . . . .	119
V.15	Extension du tracé de $\Delta E/2I$ en fonction de $2I^2$ tenant compte du nouveau niveau découvert dans la bande $\gamma$ de spins impairs. . . . .	120
V.16	Spectre des transitions interbandes de la bandes $\gamma$ à spins impairs vers la bande fondamentale. . . . .	121
V.17	Spectre conditionné des transitions interbandes de la bande $\gamma$ pair vers la bande fondamentale. . . . .	122
V.18	Spectres conditionnés par la transition à 488 keV ( $13_{\gamma}^{+} \rightarrow 11_{\gamma}^{+}$ ) et (a) par 341 keV ou (b) 244 keV. . . . .	124
V.19	Spectre doublement conditionné de la bande $\beta$ . . . . .	125
V.20	Spectres conditionnés par les transitions $7_{iso}^{-} \rightarrow 7_{K^{\pi}=4^{+}}^{+}$ à 228 keV et (a) 1174 keV ou (b) 1181 keV. . . . .	126
V.21	Schéma de niveaux partiel du $^{156}\text{Gd}$ regroupant les résultats sur les bandes de parité positive. . . . .	127
V.22	Efficacité relative du multidétecteur JUROGAM. . . . .	129
V.23	Exemple de schéma de niveaux pour le calcul de l'intensité relative. . . . .	130
V.24	Moments angulaires alignés calculés relativement à la bande fondamentale du $^{156}\text{Gd}$ . . . . .	134
VI.1	Spectre en énergie des rayonnements $\gamma$ pour les événements de fusion-évaporation sélectionnés par VAMOS (et au moins une particule chargée dans DIAMANT). . . . .	142
VI.2	Sections efficaces simulées par evapOR des noyaux résiduels produits par la réaction de fusion évaporation $^{76}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ à différentes énergies de bombardement. . . . .	143
VI.3	Spectre de la génération d'événements $\gamma$ par GammaWare pour les noyaux $^{130}\text{Nd}$ , $^{131}\text{Pm}$ et $^{127}\text{Pr}$ . . . . .	145
VI.4	Versions successives du multidétecteur de rayonnement $\gamma$ AGATA. . . . .	146
VI.5	Illustration de la méthode de tracking vers l'avant [LM04] utilisée pour la reconstruction des événements simulés. . . . .	147
VI.6	Spectre simulé d'AGATA pour les noyaux $^{130}\text{Nd}$ , $^{131}\text{Pm}$ et $^{127}\text{Pr}$ . . . . .	149

VI.7	Schéma de niveaux partiel des bandes de parité négative du noyau $^{156}\text{Gd}$ .	150
VI.8	Spectre conditionné des transitions intrabandes de la bande de parité négative à spins impairs. . . . .	151
VI.9	Schéma de niveaux du $^{156}\text{Gd}$ utilisé dans les simulations de la limite de détection pour AGATA. . . . .	153
VI.10	Distribution de multiplicité des événements générés par GammaWare . .	154
VI.11	Multiplicité des événements détectés par le multidétecteur de rayonnement $\gamma$ AGATA $4\pi$ et AGATA $1\pi$ . . . . .	154
VI.12	Spectres conditionnées de transitions non observées expérimentalement dont les intensités ont été fixées à (a) $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$ et (b) $I_\gamma = 10^{-5}$ pour 200 millions de cascades. . . . .	155
VI.13	Spectre conditionné par la transition interbande à 673 keV pour 100 millions de cascades générées dans AGATA $4\pi$ . . . . .	156
VI.14	Spectres conditionnés de transitions non observées expérimentalement dont les intensités ont été fixées à (a) $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$ et (b) $I_\gamma = 10^{-5}$ pour 600 millions de cascades. . . . .	156
VI.15	Spectre conditionné par la transition interbande à 673 keV pour 600 millions de cascades générées dans AGATA $1\pi$ . . . . .	157



# Introduction

L'univers recèle bien des mystères, et ceux-ci ne sont pas tous situés à des années-lumière de notre planète. Il reste, dans la matière qui nous entoure, bien des énigmes à résoudre. Ce défi que l'homme s'est lancé de comprendre les lois de la nature est un projet noble et ambitieux et depuis que je suis enfant, je désire apporter ma pierre à cet édifice. Parmi tous les domaines encore inexpliqués de la physique, j'ai été attirée par l'étude du noyau, élément impalpable et pourtant présent dans de nombreux domaines de notre quotidien, de la médecine à l'énergie nucléaire par exemple.

L'un des aspects importants du métier de chercheur est de diffuser ses connaissances scientifiques auprès de tous, et c'est pour cela que le premier chapitre exposera les fondements historiques et les concepts majeurs de la physique nucléaire. Ainsi, nous commencerons par détailler les événements qui ont donné naissance à cette discipline. Ensuite, nous aborderons de manière imagée, convenant à la diffusion de la culture scientifique, les concepts fondamentaux de vallée de stabilité et de charte des noyaux.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans l'étude des noyaux, et plus précisément dans l'utilisation de techniques de spectroscopie  $\gamma$  pour sonder la structure nucléaire. Les noyaux qui ont été étudiés au cours de ce doctorat se situent dans la région de masse  $A \sim 150$ . La première étude qui sera développée dans ce manuscrit se concentre sur la recherche d'états isomériques dans les noyaux de néodyme autour du nombre magique  $N = 82$ . Pour poser les fondements théoriques de ces recherches, nous montrerons dans le chapitre II, que la modélisation de ces noyaux par des calculs Cranked-Nilsson-Strutinsky permet d'isoler des états d'énergie plus basse pour un spin donné, et ainsi de prédire l'existence d'isomères de spin. Notamment, ces calculs ont permis d'expliquer, en terme de configurations de particules, les isomères observés expérimentalement des noyaux  $^{139,140}\text{Nd}$ . De plus, ces calculs prédisent l'existence d'autres états isomériques à plus haut spin non observés.

Sur ces considérations, une expérience a été proposée par C.Petrache *et al.* [Pet09] et réalisée auprès du laboratoire de Jyväskylä. Cette expérience, détaillée dans le chapitre III, impliquait un dispositif tout particulièrement adapté à la spectroscopie de noyaux présentant un phénomène de décroissance. En effet, sa pertinence réside dans l'utilisation de deux aires de détection distinctes. La première est formée par le multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  qui entoure la chambre de réaction et détecte donc le rayonnement prompt émis lors de la réaction. Quant à l'ensemble de détection GREAT, qui compose la seconde aire de détection, il se trouve à la sortie du spectromètre de recul RITU où les ions produits s'implantent. GREAT est, entre autres, composé de plusieurs détecteurs en germanium utilisés ici pour recueillir l'ensemble du rayonnement  $\gamma$  émis lors de la décroissance des états isomériques.

La qualité des données acquises pendant cette expérience nous a permis de préciser les connaissances sur des états isomériques dans trois isotopes de néodyme. Nous présenterons les principaux résultats obtenus dans le chapitre IV en commençant par l'étude des spectres en temps et la détermination des durées de vie. Ensuite nous étudierons les matrices de corrélation entre rayonnements prompt et retardé pour explorer les transitions d'alimentation des niveaux isomériques.

Le travail qui sera abordé dans les deux derniers chapitres concerne la recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau de  $^{156}\text{Gd}$ . En effet, des calculs de champ moyen et des considérations expérimentales en font un bon candidat pour cette symétrie. Une expérience a été menée en ce sens en septembre 2007 à Jyväskylä auprès du multidétecteur JUROGAM. L'expérience ainsi que l'analyse par spectroscopie  $\gamma$  des bandes de parité positive de ce noyau seront détaillées dans le chapitre V. Ces bandes ont été étudiées à l'aide de coïncidences  $\gamma - \gamma - \gamma$ , ce qui a fait émerger un certain nombre de nouvelles transitions.

Le chapitre VI sera consacré à des simulations en lien avec cette expérience sur la symétrie tétraédrique. Le développement de nouveaux détecteurs nécessite des outils de simulation performants. Il est notamment pertinent de comparer des performances attendues de nouveaux détecteurs avec des résultats expérimentaux. C'est dans ce cadre que se placent les simulations réalisées ici, où nous nous proposons d'évaluer les limites de détection d'événements de faible intensité pour le multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  de nouvelle génération AGATA. Après avoir présenté l'environnement des simulations, nous montrerons le gain sur le seuil d'observation que l'on peut espérer avec les différentes versions d'AGATA.

# Chapitre I

## Le noyau : de sa découverte à sa modélisation

La physique nucléaire, autrement appelée physique du noyau car elle étudie les propriétés des noyaux atomiques, est une science relativement nouvelle qui a connu de nombreuses évolutions au cours du siècle dernier. Dans ce premier chapitre, nous retracerons quelques-unes de ces étapes au travers de certains grands noms. Puis, dans une partie accessible à tous, nous poserons les principes de base et les piliers fondateurs de l'étude des noyaux. Enfin, nous verrons comment la connaissance des noyaux s'est complexifiée au travers de l'évolution de la modélisation du noyau.

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Histoire de la physique nucléaire . . . . .</b>	<b>4</b>
I.1.a	La radioactivité . . . . .	4
I.1.b	Le noyau atomique . . . . .	5
I.1.c	Le neutron . . . . .	6
I.1.d	La radioactivité artificielle . . . . .	7
<b>I.2</b>	<b>Exploration des noyaux . . . . .</b>	<b>7</b>
I.2.a	La vallée de stabilité . . . . .	7
I.2.b	La charte des noyaux . . . . .	10
<b>I.3</b>	<b>Modélisation du noyau . . . . .</b>	<b>11</b>
I.3.a	Modèle de la goutte liquide . . . . .	11
I.3.b	Modèle en couches . . . . .	14
I.3.c	Introduction de la déformation . . . . .	18
<b>I.4</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>24</b>

---

## I.1 Histoire de la physique nucléaire

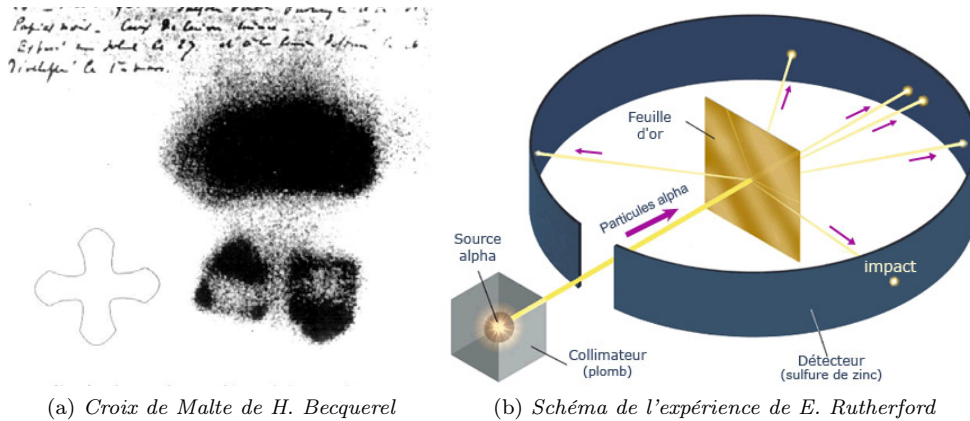
Il est difficile de dater de manière unique la naissance d'une discipline, elle est bien souvent l'évolution ou plutôt la spécialisation d'une autre. La physique nucléaire n'échappant pas à cette règle, il est possible de lui trouver plusieurs origines. Nous remonterons ici à la découverte de l'émission de rayons uraniques, prémices de la découverte de la radioactivité, premier phénomène nucléaire majeur mis en évidence, avant même la découverte du noyau atomique.

### I.1.a La radioactivité

Nous pouvons donc faire débiter l'histoire de la physique du noyau vers l'année 1895 lorsque Wilhelm Röntgen annonce la découverte d'un rayonnement capable de traverser la matière, et notamment d'imprimer l'image des os de sa main sur une plaque photographique [Rön95]. La découverte de ce rayonnement inconnu, qu'il nommera fort à propos rayons X, lui vaudra le prix Nobel en 1901. Cela provoquera une série d'événements à l'origine de la découverte de la radioactivité. En effet, l'image de la main radiographiée de son épouse est très largement diffusée et inspire certains scientifiques de l'époque.

Notamment, en 1896, Henri Becquerel décide de chercher un lien éventuel entre les rayons X de W. Röntgen et la fluorescence des sels d'uranium qu'il étudie au Muséum d'Histoire Naturelle. Pour cela, il met en place une expérience au cours de laquelle il expose les sels au soleil dans le but d'activer la fluorescence puis place les sels devant des plaques photographiques enveloppées de carton noir. Les plaques, une fois développées, révèlent qu'un rayonnement capable de traverser le carton les a impressionnées. H. Becquerel, désirant renouveler cette expérience se trouve alors gêné par l'absence de soleil et range donc ses sels d'uranium ainsi que ses plaques photographiques dans un tiroir. Quelle ne fut pas sa surprise quand il décida malgré tout de développer les plaques en dépit de l'absence de soleil durant plusieurs jours. Il vit apparaître la trace de la croix de Malte qui se trouvait dans le tiroir entre les sels et la plaque (FIG. I.1(a)). H. Becquerel établit ensuite que plusieurs sels d'uranium, phosphorescents ou non, ont la même propriété et donc, que ce rayonnement est émis par l'uranium [Bec97]. Il le nommera ainsi rayons uraniques qui seront le sujet de la thèse de Marie Curie. A la différence de H. Becquerel, M. Curie opérera une recherche systématique de ce rayonnement dans différents matériaux. Pressentant une découverte majeure, les époux Pierre et Marie Curie concentrèrent leurs efforts sur ces recherches. Cela fut payant, puisqu'en 1898, ils découvrirent plusieurs minéraux capables d'émettre ces rayonnements et notamment deux nouveaux éléments, le polonium et le radium [Cur98a, Cur98b, SC98]. Ils formulent alors





(a) Croix de Malte de H. Becquerel

(b) Schéma de l'expérience de E. Rutherford

FIGURE I.1 – (a) Image de la croix de Malte imprimée par les radiations sur les plaques photographiques de Henri Becquerel. Et (b) schéma de l'expérience de Ernest Rutherford qui a mené à la découverte du noyau en 1911 FIG. I.1(b).

l'hypothèse qu'il s'agit d'une propriété de la matière et la nommeront radioactivité. Cette découverte conjointe de Henri Becquerel et de Pierre et Marie Curie sera couronnée par le prix Nobel en 1903.

Dans les années qui suivirent, les physiciens s'intéressèrent aux propriétés des éléments radioactifs. Ils établirent ainsi trois rayonnements de nature différente, appelés aujourd'hui radioactivité  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . C'est Paul Villard qui montrera en 1900 que le rayonnement gamma n'est autre qu'un cousin du rayon X mais de plus haute énergie et Ernest Rutherford, en 1902, identifiera l'alpha aux noyaux d'hélium et le bêta à l'électron.

### I.1.b Le noyau atomique

Nous retrouvons Ernest Rutherford quelques années plus tard, en 1911, pour une expérience devenue célèbre qui révolutionnera notre conception de l'atome. Avant les années 1900, l'atome est assimilé à des électrons, porteurs de charge négative découverts en 1896, naviguant dans une sorte de magma de charges positives (modèle du plum pudding de Thomson [Tho04]). L'expérience qu'il réalisera avec Hans Geiger et Ernest Marsden consiste à étudier la diffusion des particules alpha [Rut11]. Pour cela ils bombardent une feuille d'or avec les dites particules et regardent l'impact des particules diffusées sur une plaque de sulfure de zinc (FIG. I.1(b)). A l'époque le comptage se fait à l'œil et est donc peu fiable, ceci est appelé la méthode des scintillations et sera précurseur des instruments de mesure de type compteur Geiger-Müller à la fin des années 1920. Le résultat montre que certains noyaux repartent en arrière comme s'ils rebondissaient sur un obstacle mas-

sif. Il faudra une année à E. Rutherford pour en trouver l'explication et affirmer que la charge positive de l'atome ainsi que la quasi-totalité de sa masse sont concentrées dans un très petit volume. Il pose ainsi les bases expérimentales de l'interprétation théorique de l'atome que fera Niels Bohr un peu plus tard [Boh13].

E. Rutherford va continuer d'étudier les propriétés des particules  $\alpha$ , et c'est ainsi qu'en 1919 il réalisera la première réaction nucléaire en bombardant à l'aide d'une source alpha des noyaux d'azote. Ce faisant, il obtiendra une émission de protons et la formation de noyaux d'oxygène. Il sera visionnaire puisqu'il prédira l'utilisation de réactions nucléaires systématiques pour comprendre la structure du noyau. Ce sont aussi ces expériences qui seront à l'origine du développement des accélérateurs, avec l'invention par Robert Van de Graff des accélérateurs éponymes, et des cyclotrons par Ernest Lawrence.

Ainsi, vers 1930, on assiste à la naissance d'une nouvelle façon d'étudier la matière : avec des accélérateurs et des détecteurs électriques. Dorénavant, le développement de technologies et d'appareils de mesure plus performants sera partie intégrante du travail de chercheur. Ces avancées vont être également à l'origine du développement de la discipline et ainsi d'un résultat important en ce début des années trente.

### I.1.c Le neutron

Notre histoire continue donc en 1930, lorsque W. Bothe et H. Becker observent qu'en bombardant du béryllium avec des alphas, ils détectaient un rayonnement très intense et pénétrant qu'ils assimilent à des rayons gamma de haute énergie [Bot30b, Bot30a]. Intrigués, Irène et Frédéric Joliot-Curie vont confirmer ce résultat et montrer que ce rayonnement peut mettre des protons en mouvement. Ils supposent alors qu'il s'agit d'un effet Compton des photons sur l'hydrogène. Ce n'est qu'en 1932, que James Chadwick donnera une explication satisfaisante à ce phénomène [Cha32]. Il réalisera des expériences systématiques sur ce rayonnement et se souviendra d'une idée de Rutherford formulée plus de 10 ans auparavant pour finalement affirmer qu'il ne peut s'agir de  $\gamma$  mais d'un rayonnement composé de particules sans charge électrique qu'il baptisera neutron. Son interprétation avait tout de même été influencée par le fait qu'il était disciple de Rutherford, celui-ci ayant émis l'hypothèse de l'existence d'une telle particule des années auparavant. Cette explication est acceptée de tous, mais un désaccord subsiste sur sa nature : est-ce un mélange de protons et d'électrons, ou bien une nouvelle particule élémentaire ? Peu après, Werner Heisenberg sera le premier à avancer que le noyau est composé de protons et de neutrons [Hei32a, Hei32b, Hei33].

### I.1.d La radioactivité artificielle

Les années trente vont également voir la découverte de la radioactivité artificielle par Irène et Frédéric Joliot-Curie. En 1934, ils isoleront les premiers noyaux radioactifs non présents naturellement sur terre [Jol34a, Jol34b]. L'expérience consiste alors à bombarder une feuille d'aluminium avec des noyaux d'hélium créant ainsi un isotope radioactif du phosphore accompagné de l'émission d'un neutron, cet isotope se désintégrant ensuite par émission d'un positron. Ils sont également à l'origine de la radiochimie en séparant chimiquement le noyau de  $^{30}\text{P}$  avant qu'il ne se désintègre par radioactivité [Jol34c]. C'est également à la suite de ces découvertes que grandit l'intérêt pour l'énergie nucléaire.

A travers cet historique non exhaustif, nous pouvons voir le cheminement qui a mené d'abord à la conceptualisation du noyau atomique et ensuite à son étude par réactions nucléaires. Ceci ayant conduit au développement d'appareils techniques tels les accélérateurs et détecteurs que nous utilisons et développons sans cesse encore aujourd'hui. Ces progrès ont abouti à la découverte de nouveaux noyaux non présents naturellement dans la nature. Ces noyaux ont tous des caractéristiques uniques, mais peuvent être regroupés de par certaines propriétés communes. Un outil et concept important en physique nucléaire permet de regrouper et classer tous les noyaux, et d'avoir un aperçu de nos connaissances à ce jour. Il s'agit de la charte des noyaux que nous présenterons dans la partie suivante conjointement à un autre concept majeur qui lui est associé : la vallée de stabilité.

## I.2 Exploration des noyaux

Nous allons maintenant aborder quelques notions importantes de physique nucléaire dans une partie de type vulgarisation s'adressant à un très large public, physicien ou non.

### I.2.a La vallée de stabilité

L'ensemble des noyaux stables définit ce que nous appelons la vallée de stabilité. Nous pouvons en voir une vue artistique sur la figure FIG. I.2. Le fond de la vallée est occupé par l'ensemble des noyaux stables classés selon leur masse, de plus en plus élevée à mesure que l'on se dirige vers l'arrière plan.

La stabilité d'un noyau est défini par sa durée de vie puisque les physiciens pensent qu'aucun noyau n'est éternel. Si un noyau a une durée de vie supérieure à l'âge de la

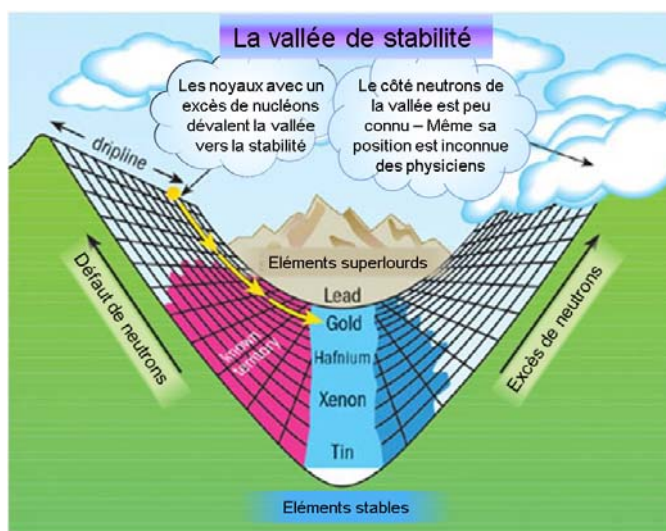


FIGURE I.2 – *Vision artistique de la vallée de stabilité (figure adaptée de [Cou02]).*

Terre, nous le déclarons comme stable. Tous les noyaux stables sont donc encore présents à l'état naturel sur Terre.

Une vallée n'est pas seulement définie par le fond, elle doit également avoir des coteaux. Ceux de notre vallée regroupent les noyaux instables, dits radioactifs. Nous pouvons voir que les versants sont colorés de façon différente, ce qui correspond à des propriétés différentes des noyaux. Nous commencerons par aborder le côté rose de la vallée. Elle est habitée par des noyaux présentant un défaut de neutrons par rapport à leurs homologues stables. Nous ne parlons pas ici d'un excès de protons puisque c'est le nombre de protons qui définit l'espèce du noyau considéré. Ainsi, si nous ajoutons des neutrons à un noyau, il ne change pas d'espèce : un noyau de carbone, défini par  $Z=6$  (6 protons), sera toujours du carbone qu'il ait 4 ou 12 neutrons. Il est donc plus rigoureux de parler en terme d'excès ou de défaut de neutrons. Plus ils sont haut dans la vallée, moins ils sont à l'aise, et plus ils ont envie de rejoindre la stabilité. Pour ce faire, et selon leurs propriétés, ils ont plusieurs moyens qui consistent à émettre une ou plusieurs particules. Cette capacité à émettre une particule est la radioactivité, et le type de radioactivité va dépendre de l'endroit où se trouve le noyau dans la vallée. Si nous restons sur le coteau rose, la radioactivité sera de type  $\beta^+$ . Elle permet de transformer un proton en neutron en émettant une particule appelée positron ainsi que son partenaire, le neutrino. Ce processus est en compétition avec celui appelé capture électronique qui permet une réaction similaire par capture d'un électron du cortège. Ainsi, nous pouvons facilement comprendre que le noyau, en perdant un proton, peut se rapprocher du fond de la vallée.

Si nous allons au sommet de ce coteau rose, nous atteignons une limite, que l'on appelle ligne d'émission spontanée de proton. Il s'agit d'une limite de stabilité du noyau. Au delà, le noyau n'a plus la capacité de retenir tous ses nucléons (ensemble des protons et neutrons) et va émettre un proton de manière spontanée. Cette ligne constitue la limite de formation d'un noyau, et commence à être connue aujourd'hui.

Si maintenant nous reprenons tout notre raisonnement pour les neutrons, nous obtenons le coteau bleu de la vallée. Les noyaux résidant de ce côté présentent un excès de neutrons et vont eux aussi vouloir rejoindre le fond de la vallée. Pour cela, ils vont utiliser un autre type de radioactivité : l'émission  $\beta^-$ . Ce type de radioactivité consiste cette fois à transformer un neutron en un proton en émettant un électron conjointement à un anti-neutrino. Cela leur permet de redescendre petit à petit vers le fond de la vallée. Evidemment, lorsqu'un noyau est radioactif, il se transforme en une autre espèce de noyau. Et c'est pour cela que l'on n'observe plus de noyaux radioactifs (si tant est qu'ils aient existé un jour dans la nature), puisqu'ils ont eu le temps depuis la création de la terre de descendre peupler le fond de la vallée. Nous pouvons noter que le côté bleu de la vallée est moins étendu que le côté rose, cela est dû à des contraintes expérimentales qui ont fait qu'il est plus difficile de créer un noyau riche en neutrons qu'un noyau déficient en neutrons. En effet, les réactions nucléaires entre noyaux stables ne permettent que difficilement d'atteindre cette zone, et seule la mise en œuvre des faisceaux utilisant des noyaux radioactifs nous permet d'aller de plus en plus haut sur le versant bleu. Cette différence entre les deux côtés de la vallée est manifeste si nous nous intéressons au sommet. Nous apercevons que du côté riche en neutrons, la limite est dans les nuages. De fait, la ligne d'émission spontanée de neutron n'est pas connue pour le moment, pas même sa position exacte n'est déterminée.

Avant de s'intéresser à une autre zone de la vallée, nous pouvons signaler qu'il existe d'autres types de radioactivités, telle que la radioactivité  $\alpha$  ou les émissions de noyaux comme le carbone par exemple.

Intéressons nous maintenant à la montagne que nous apercevons au loin sur la figure FIG. I.2. Il s'agit du repère des noyaux superlourds, qui est imaginé comme un îlot de noyaux stables de très grande masse. Ils sont l'un des axes de recherche actuel en physique nucléaire. Mais ils sont loin d'être les seuls puisque chaque recoin de la vallée est sujet d'étude, que ce soit parmi les noyaux stables dont la structure n'est pas encore totalement comprise ou bien vers les lignes d'émission spontanée de nucléons pour découvrir de nouveaux noyaux.

Nous venons d'apercevoir un panorama de la vallée de stabilité peuplée par les noyaux que nous pouvons appeler standard, puisqu'ils sont uniquement composés de protons et de neutrons. Depuis les années 1950, d'autres noyaux ont été découverts qui constituent un autre domaine de recherche en physique nucléaire actuellement. Il s'agit des hypernoyaux, qui sont constitués d'au moins un hypéron, en plus des nucléons habituels que nous venons d'évoquer. Les hyperons sont tous les baryons contenant un ou plusieurs quarks étranges, ce qui explique que ces noyaux soient aussi appelés noyaux étranges. Le premier noyau de ce type a été découvert en 1952 par Marian Danysz et Jerzy Pniewski [Dan53]. Ils sont aujourd'hui un sujet de recherche à la frontière en la physique nucléaire et la physique des particules puisque ces noyaux ont une durée de vie permettant l'étude par spectroscopie nucléaire et qu'ils nous renseignent sur l'interaction de ces hyperons.

Voilà où s'achève notre voyage dans la vallée de stabilité, et nous allons maintenant décrire un outil du quotidien du physicien nucléaire : la charte des noyaux.

### I.2.b La charte des noyaux

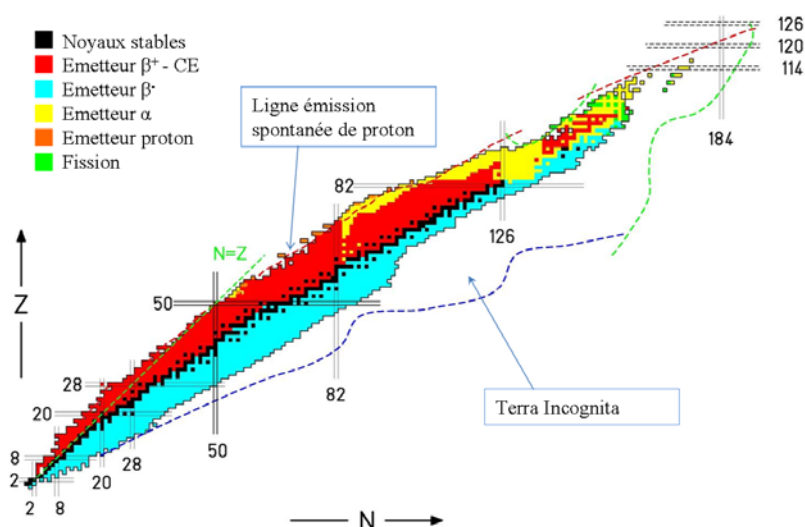


FIGURE I.3 – Charte des noyaux.

Cette charte représente à la fois l'étendue de nos connaissances actuelles mais également l'immense potentiel de découvertes qui s'offre à nous. En effet, en regardant la figure FIG. I.3, nous nous apercevons qu'une grande partie de la charte est occupée par un espace "vide" que l'on appelle "Terra Incognita". Les noyaux sont classés en fonction

de leur nombre de neutrons et protons. Sur celle que nous présentons ici, le nombre de protons ( $Z$ ) est en ordonnée et le nombre de neutrons ( $N$ ) est en abscisse. De cette façon, nous pouvons définir des lignes isotopiques horizontales (nombre constant de protons) et isotoniques verticales (nombre constant de neutrons). Nous pouvons voir que les noyaux légers stables (en noir) se regroupent le long d'une ligne  $N=Z$ , mais au fur et à mesure que la masse du noyau augmente, il y a une déviation vers les  $N$  plus grands que  $Z$ . La répulsion coulombienne existant entre les protons défavorise la stabilité des noyaux avec un grand nombre de protons, et ainsi la nature privilégie un excès de neutrons pour stabiliser le noyau. La charte des noyaux est également un moyen d'avoir un aperçu global des propriétés des noyaux. Il existe environ autant de chartes que de propriétés nucléaires, chacune donnant ainsi une évolution de cette propriété avec la variation du nombre de nucléons. Celle que nous présentons ici est assez classique, elle est colorée selon le type de radioactivité. Nous pouvons ainsi retrouver les radioactivités  $\beta^+$  et  $\beta^-$ , mais également, la radioactivité alpha qui est plutôt caractéristique des noyaux lourds. L'autre information donnée par cette charte est le positionnement des nombres magiques. Il s'agit de nombres pour lesquels les noyaux présentent un excès de stabilité, nous en reparlerons un peu plus loin. Ainsi, cette carte regorge d'informations utiles pour le physicien nucléaire et il est de coutume, pour situer un sujet de recherche, de localiser la zone d'intérêt sur la charte des noyaux.

### I.3 Modélisation du noyau

De la même façon qu'il y eut plusieurs modélisations successives de la structure de l'atome, depuis la découverte du noyau atomique, de nombreuses tentatives ont été menées pour obtenir une description la plus exacte possible de la structure nucléaire. Dans cette partie, nous passerons en revue quelques modèles historiques du noyau.

#### I.3.a Modèle de la goutte liquide

Le premier que nous aborderons a été proposé en 1935 par Von Weizsäcker [vW35] et est né de la comparaison des nucléons avec des molécules d'une petite quantité de liquide dont l'énergie totale est inférieure à la somme de celle des constituants. Cette différence est appelée défaut de masse ou énergie de liaison. Cette analogie est basée sur l'observation que l'énergie de liaison du noyau est fonction du nombre de nucléons de même que dans une goutte. De cette façon, Weizsäcker formula l'énergie de liaison d'un

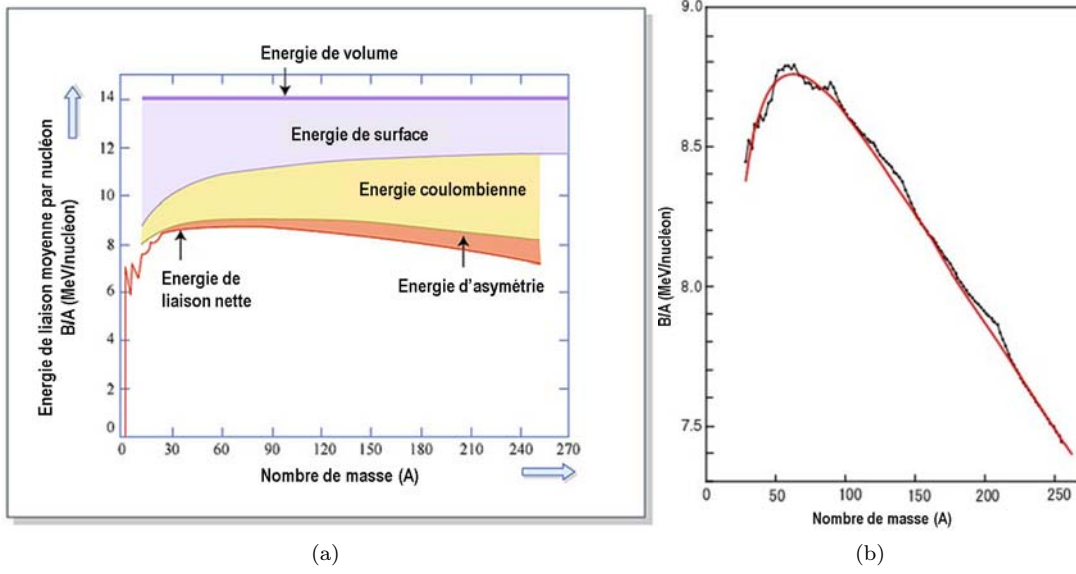


FIGURE I.4 – *Energie de liaison par nucléon : (a) par la formule semi-empirique de Weizsäcker avec la contribution des différents termes et (b) expérimentale ajustée par la formule de masse [Boh69].*

noyau de la manière suivante :

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 / A^{1/3} - a_a (N - Z)^2 / A - \delta(A)$$

$$\text{avec } \delta(A) = \begin{cases} 0, & \text{pour } A \text{ impair} \\ +12/\sqrt{A}, & \text{pour } N, Z \text{ pairs} \\ -12/\sqrt{A}, & \text{pour } N, Z \text{ impairs} \end{cases} \quad (\text{Eq. I.1})$$

où  $A$ ,  $Z$  et  $N$  sont respectivement le nombre de masse, le nombre de charges et le nombre de neutrons du noyau considéré. La figure FIG. I.4(a) illustre la contribution de chaque terme à l'énergie de liaison. La formule montre que nous partons d'une énergie maximale et que nous enlevons les différents termes suivants. Nous allons maintenant expliciter la signification de chacun des termes.

**Terme volumique :** le terme  $a_v$  est lié au volume du noyau. En considérant le noyau sphérique composé de  $A$  nucléons, le rayon du noyau est défini par  $R = r_0 A^{1/3}$  ( $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ ) et le volume est proportionnel à  $A$ . L'énergie  $a_v$  est calculée pour un noyau en saturation de forces nucléaires, ce qui suppose que le nombre de liaisons de chaque nucléon est maximum.



**Terme surfacique :** le terme  $a_s$  traduit les effets de surface. En effet, un nucléon se trouvant en surface aura moins de voisins, et donc moins de liaisons nucléoniques. Il s'agit donc bien d'un défaut d'énergie qui est proportionnel au nombre de nucléons à la surface, et donc à la surface elle-même. Cette dernière s'exprime en puissance  $2/3$  du nombre de nucléons en vertu de l'expression du rayon nucléaire.

**Terme coulombien :** ce terme,  $a_c$ , résulte de la présence des protons au sein du noyau. Du fait que ces particules soient chargées, il existe une répulsion coulombienne entre elles qui donnera donc une diminution de l'énergie de liaison du noyau. Cette contribution correspond au potentiel d'une sphère uniformément chargée en volume.

**Terme d'asymétrie :** le quatrième terme, dit d'asymétrie, va permettre de rendre compte de l'augmentation de  $N/Z$  lorsque le nombre de nucléons augmente. En effet, en augmentant la masse, la répulsion coulombienne devient telle que le noyau répond en augmentant le nombre de neutrons. Ce terme permet de rendre compte de cet effet et est une fonction croissante de  $(N-Z)$ .

**Terme d'appariement :** ce dernier terme est le terme d'appariement, et traduit le fait que le noyau est plus stable lorsque tous les protons et neutrons sont appariés. Ce terme est donc favorable aux noyaux pair-pairs, neutre pour les noyaux impairs et défavorable pour les impair-impairs comme le montrent les valeurs de  $\delta$ . Il permet ainsi de rendre compte de l'écart d'énergie de liaison entre noyaux pair-pairs et impair-impairs et de l'existence d'un plus grand nombre de noyaux pair-pairs stables.

Nous voyons sur la figure FIG. I.4(b) que la formule d'énergie de liaison de Weizsäcker permet de reproduire relativement bien les données expérimentales. Cette modélisation a permis d'expliquer plusieurs phénomènes nucléaires, tels que les radioactivités  $\beta$  au sein d'une chaîne isotopique par exemple. L'analogie avec la goutte liquide donne également une explication à la fission nucléaire qui peut alors être vue comme la déformation puis la séparation de deux morceaux de goutte [Hil53].

Néanmoins, ce modèle ne permet pas de reproduire les excès de stabilité qui existent pour certains noyaux composés d'un nombre de nucléons précis. Ces nombres de nucléons sont appelés nombres magiques et ont trouvé une explication en considérant la nature quantique du noyau.

### I.3.b Modèle en couches

Le modèle en couches a été proposé indépendamment par Maria Goeppert Mayer et J. Hans D. Jensen en 1949 [May48, May49, Hax49]. Il repose sur des faits expérimentaux qui tendent à montrer que certains noyaux sont favorisés lorsqu'ils sont constitués de nombres précis de nucléons. En effet, il existe une sur-stabilité pour les noyaux ayant un nombre de nucléons égal à : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ces nombres sont appelés nombres magiques et peuvent être rapprochés du phénomène des gaz rares en physique atomique. En effet, les atomes He, Ne, Ar, Kr, Xe et Rn, appelés gaz rares, sont particulièrement stables et inertes chimiquement. Ceci s'est avéré être la conséquence de leur composition électronique particulière et précisément du remplissage complet des couches électroniques de ces noyaux.

C'est en introduisant un traitement quantique du noyau atomique que l'on peut retrouver ces nombres magiques. La nature quantique du noyau nécessite de résoudre une équation de Schrödinger pour le système de nucléons.

$$H\Psi = E\Psi \quad (\text{Eq. I.2})$$

$H$  est l'hamiltonien du système,  $E$  est son énergie totale et  $\Psi$  est la fonction d'onde totale du système. Il s'agit donc d'un problème à  $N$  corps qui ne dispose à l'heure actuelle d'aucune solution analytique. Nous pouvons cependant faire un certain nombre d'approximations. La première que nous ferons trouve son origine dans le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau qui, en première approximation, est au moins de l'ordre du rayon du noyau [Boh69]. Si l'on considère le rayon du noyau défini par  $R = r_0 A^{1/3}$  avec  $r_0 = 1.2$  fm, alors nous constatons que la probabilité de collision entre deux nucléons est faible. Ainsi, le mouvement d'un nucléon peut être considéré comme indépendant des autres nucléons. Nous réduirons donc le problème à l'étude d'un nucléon en mouvement dans un potentiel global créé par l'ensemble des autres nucléons du noyau. De plus, nous pouvons également assimiler le noyau à une sphère. En conséquence, les symétries du problème permettent de le simplifier, et les fonctions d'onde ne dépendent alors que de  $r$ , la distance du nucléon au centre de la sphère. Si enfin, nous nous plaçons dans un cas statique, nous pouvons réduire l'équation générale en  $N$  équations individuelles (dans notre cas  $A$  équations pour  $A$  nucléons). Chaque équation se rapportant à un nucléon s'écrit de la forme :

$$h\phi(r) = \epsilon\phi(r) \quad (\text{Eq. I.3})$$

où  $h$ ,  $\phi$ , et  $\epsilon$  sont définis par :

$$H = \sum_{i=1}^A h_i \quad ; \quad \Psi = a \prod_{i=1}^A \phi_i \quad ; \quad E = \sum_{i=1}^A \epsilon_i$$

où  $a$  est le facteur d'antisymétrisation permettant de respecter le principe de Pauli. Il nous faut maintenant détailler l'expression de l'hamiltonien nucléonique. Il contient une partie cinétique ainsi qu'une partie potentielle qui peuvent être écrites comme suit :

$$h(r) = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \quad (\text{EQ. I.4})$$

$V(r)$  est le potentiel nucléaire. Il est souvent assimilé au potentiel de Woods-Saxon (WS) tiré de l'expression de la densité nucléaire et s'écrit de la forme :

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (\text{EQ. I.5})$$

où  $V_0$  (profondeur du puits de potentiel),  $R$  (rayon du noyau) et  $a$  (paramètre de diffusivité) sont issus d'ajustement de données expérimentales. L'équation à résoudre avec ce potentiel ne dispose pas de solutions analytiques et nous allons prendre des formes approchées de ce potentiel. Nous commencerons par la plus simple : l'oscillateur harmonique.

**L'oscillateur harmonique** Historiquement, le premier potentiel à avoir été testé est celui de l'oscillateur harmonique car c'est l'approximation la plus simple que l'on peut utiliser. Ce n'est que plus tard qu'il sera établi qu'il correspond au premier terme non nul du développement en série de Taylor du potentiel WS. Le potentiel harmonique s'exprime par :

$$V_{OH}(r) = \frac{1}{2} k r^2 \quad (\text{EQ. I.6})$$

où  $k = m\omega_0^2$  avec  $m$  la masse d'un nucléon et  $\omega_0$  la fréquence propre de l'oscillateur. Après résolution de l'équation de Schrödinger (EQ. I.3), nous obtenons l'énergie  $\epsilon$  des niveaux nucléaires en fonction de  $\hbar\omega_0$  ainsi que l'expression de la dégénérescence  $g$  des niveaux. La dégénérescence correspond au nombre de nucléons que peut contenir la couche considérée

et va nous permettre de retrouver les nombres magiques.

$$\begin{aligned}\epsilon &= (2n + l + \frac{3}{2})\hbar\omega_0 = (N + \frac{3}{2})\hbar\omega_0 \\ g &= 2(2l + 1)\end{aligned}\tag{Eq. I.7}$$

où  $n$  est le nombre quantique radial,  $l$  le moment orbital et  $N$  le nombre quantique principal. Les niveaux obtenus avec l'OH sont équidistants et chaque espace entre les niveaux (*gap*) va constituer une barrière à franchir pour exciter un nucléon. Ceci définit les nombres magiques. L'oscillateur harmonique permet de retrouver les premiers nombres magiques 2, 8 et 20 mais ne prédit pas les suivants. Les niveaux et nombres d'occupation avec l'oscillateur harmonique sont résumés sur la figure FIG. I.5.

**Effet de bord** Nous voyons que cette approximation ne permet pas de retrouver le nombre magique  $N = 28$ . Le deuxième ordre non nul du développement du potentiel de Woods-Saxon peut s'exprimer comme un terme en  $l^2$ . L'expression du potentiel devient alors :

$$V(r) = \frac{1}{2}kr^2 - Dl^2,\tag{Eq. I.8}$$

où  $D$  est une constante ajustée sur les valeurs expérimentales d'énergie des niveaux. Ce terme va avoir pour effet d'abaisser l'énergie des niveaux ( $-Dl(l+1)$ ) proportionnellement au moment angulaire  $j$  ( $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ) de la couche considérée. Ceci peut être observé sur la figure FIG. I.5. En revanche, cette levée de dégénérescence ne permet toujours pas de retrouver  $N = 28$ . Pour retrouver les nombres magiques expérimentaux, il va nous falloir considérer le spin du nucléon dans l'expression du potentiel.

**Terme spin-orbite** Le terme spin-orbite est calqué sur la physique atomique et apporte une contribution  $\vec{l} \cdot \vec{s}$  qui donnera un potentiel de la forme :

$$V(r) = \frac{1}{2}kr^2 - Dl^2 - g\vec{l} \cdot \vec{s},\tag{Eq. I.9}$$

où  $\vec{s}$  est le spin intrinsèque du nucléon. Ce terme va avoir pour effet la levée de dégénérescence due au spin, et plus précisément, l'énergie de la sous couche  $(n, l, j = l + 1/2)$  sera plus basse que celle de la sous couche  $(n, l, j = l - 1/2)$ . L'écartement entre les sous couches sera d'autant plus grand que le moment orbital du nucléon sera élevé. C'est cette caractéristique qui permet de retrouver les nombres magiques. En effet, si nous regardons

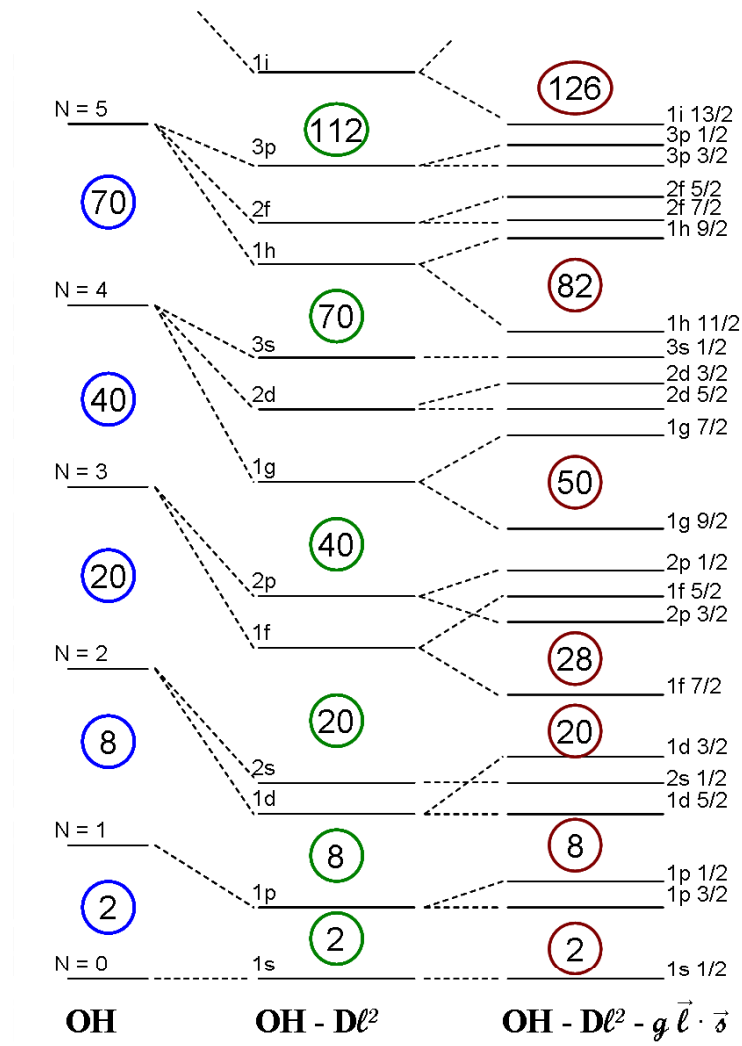


FIGURE I.5 – Placement des niveaux nucléaires en appliquant des approximations successives du potentiel nucléaire. Les nombres magiques sont retrouvés après introduction d'un terme spin-orbite  $\vec{l} \cdot \vec{s}$ .

la figure FIG. I.5, nous voyons que la couche  $1f7/2$  descend assez pour créer un espace conséquent avec les autres couches et ainsi faire apparaître un nouveau nombre magique. Les suivants sont également reproduits grâce à ce terme.

Nous avons ainsi, grâce à ce modèle, retrouvé les nombres magiques découverts expérimentalement. Cependant, ce modèle (et ces nombres) ne sont valables que pour des noyaux sphériques, ce qui représente une très faible partie des noyaux.

### I.3.c Introduction de la déformation

#### Les diagrammes de Nilsson

Le modèle que nous venons d'aborder reproduit bien les nombres magiques observés pour les noyaux sphériques. Malheureusement, le nombre de noyaux réellement sphériques est très limité et donc le besoin de décrire théoriquement les noyaux dits déformés s'est rapidement fait sentir. Une façon simple d'introduire la déformation est d'autoriser l'élongation des axes. Cette élongation peut être quelconque, et notamment, elle peut être différente pour chacun des axes. Nous allons donc introduire des paramètres de déformation  $\varepsilon_2$  et  $\gamma$  de manière à définir les fréquences d'oscillation selon les différents axes du noyau :

$$\begin{aligned}\omega_x &= \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[ 1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos \left( \gamma + \frac{2\pi}{3} \right) \right], \\ \omega_y &= \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[ 1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos \left( \gamma - \frac{2\pi}{3} \right) \right], \\ \omega_z &= \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[ 1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos \gamma \right],\end{aligned}\tag{Eq. I.10}$$

où  $\varepsilon_2$  décrit le degré de déformation et  $\gamma$  la déviation que présente le noyau par rapport à la symétrie axiale. La dépendance en déformation de  $\omega_0(\varepsilon_2, \gamma)$  est fixée par la conservation du volume nucléaire défini par les surfaces équipotentielles. Nous voyons que les fréquences de rotation dépendent toutes des paramètres de déformation et donc, il est possible de tracer l'évolution des fréquences en fonction de ces paramètres. Nous montrons sur la figure FIG. I.6 la variation des  $\omega_i$  en fonction du paramètre d'asymétrie  $\gamma$  pour une valeur de  $\varepsilon_2$  fixée.

Nous constatons que nous pouvons distinguer plusieurs cas selon les valeurs de  $\gamma$ . Le premier constat que nous ferons est qu'il est possible de réduire l'étude de ce graphique

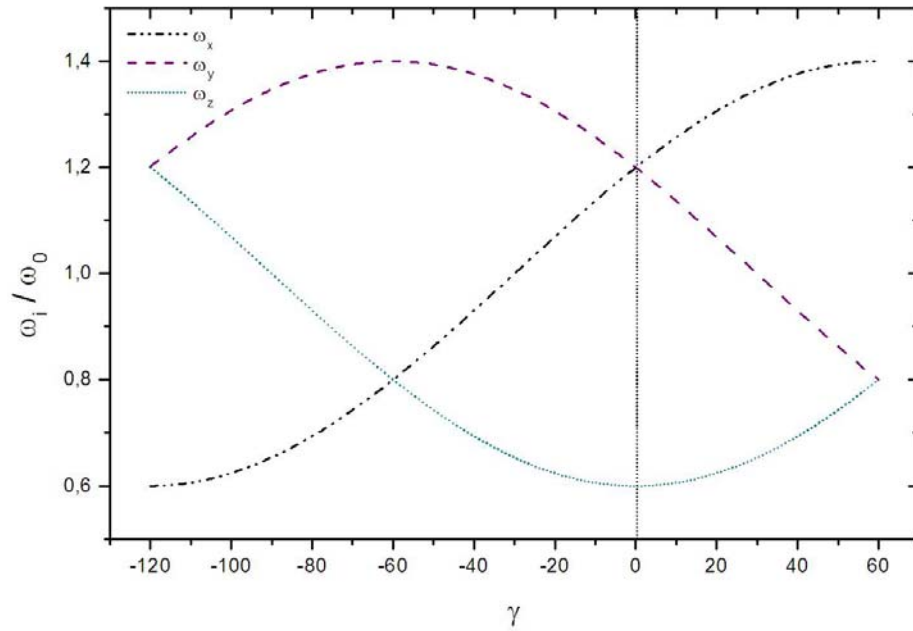


FIGURE I.6 – Variation des fréquences  $\omega_i$  en fonction du paramètre d'asymétrie  $\gamma$  pour une valeur fixée de  $\varepsilon_2$ .

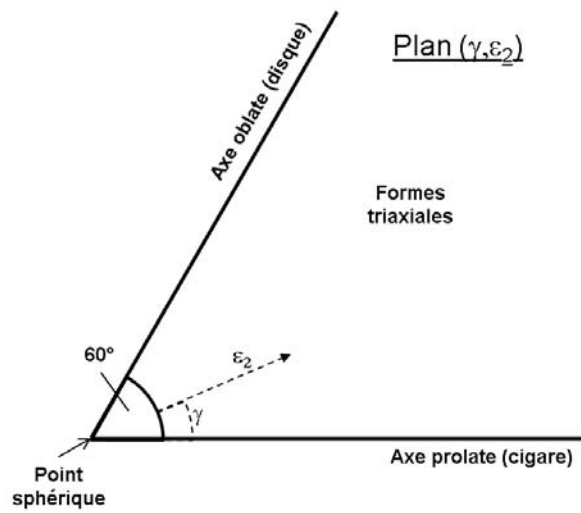


FIGURE I.7 – Schéma du plan  $(\gamma, \varepsilon_2)$  permettant de visualiser les formes adoptées par le noyau. L'angle  $\gamma$  est défini par rapport à l'axe horizontal et la valeur de  $\varepsilon_2$  correspond à la distance au point sphérique.

à l'intervalle  $\gamma = [0^\circ, 60^\circ]$  puisque les autres parties du diagramme se retrouvent en changeant la dénomination des axes considérés. Nous détaillerons donc seulement les formes adoptées par le noyau pour des valeurs de  $\gamma$  allant de  $0^\circ$  à  $60^\circ$  (cf. FIG. I.7 et FIG. I.9) :

- ★  $\gamma = 0^\circ$  : Deux axes ont la même fréquence tandis que le troisième axe a une fréquence plus faible, qui correspond à une plus forte déformation. Nous obtenons ainsi une forme allongée pour le noyau, en forme de ballon de rugby ou de cigare, appelé prolate.
- ★  $\gamma = 60^\circ$  : Dans ce cas, deux axes sont également déformés mais cette fois, le troisième axe a une déformation moins étirée donnant lieu à un noyau de forme aplatie selon cet axe, en forme de disque. Ce genre de noyaux est dit oblate.
- ★  $0^\circ < \gamma < 60^\circ$  : Dans ce dernier cas, les déformations respectives des trois axes sont toutes différentes, et ces noyaux sont dits triaxiaux.

Les cas des noyaux prolate ou oblate peuvent être simplifiés puisqu'ils se limitent à la définition de seulement deux fréquences. Mais dans le cas général de noyaux triaxiaux, l'hamiltonien du système s'écrit :

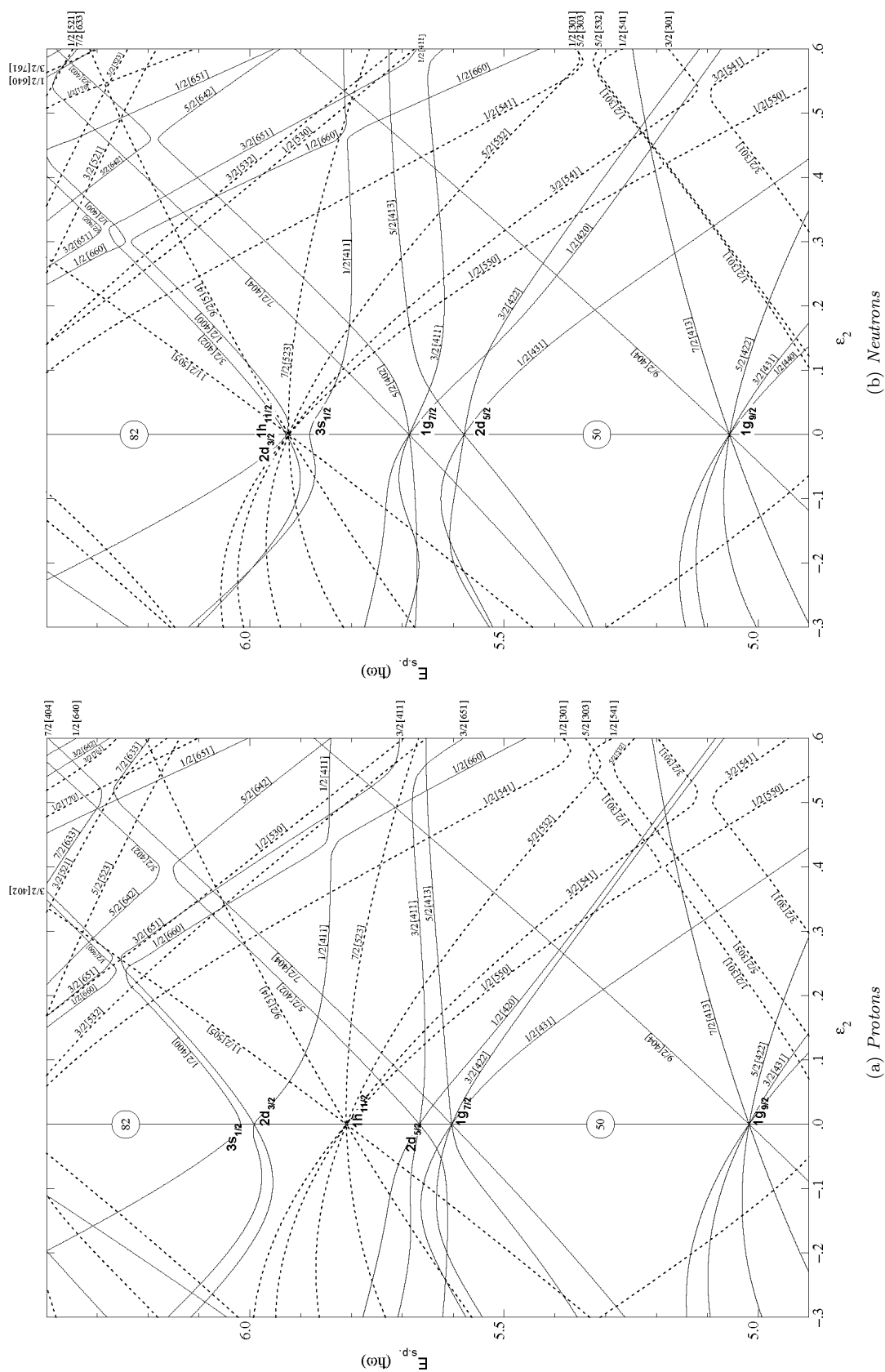
$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - C\vec{l} \cdot \vec{s} - D(l^2 - \langle l^2 \rangle_N) \quad (\text{Eq. I.11})$$

Ce problème peut être résolu et les énergies individuelles sont calculées et tracées en fonction des paramètres de déformation. Nous pouvons alors tracer l'énergie de ces couches nucléaires en fonction des paramètres de déformation et obtenir les diagrammes illustrés sur la figure FIG. I.8. Ils se nomment couramment diagrammes de Nilsson et sont généralement tracés par région d'intérêt et par type de particules. Ici, nous montrons la région comprise entre 50 et 82 aussi bien pour les neutrons que les protons [Nil95]. Grâce à ce type de diagrammes, et en connaissant la déformation d'un noyau, il est possible de déterminer la répartition des nucléons dans les couches nucléaires. En introduisant la déformation, nous avons modifié les nombres quantiques pertinents pour la dénomination des niveaux (seul  $\Omega$  reste bon nombre quantique). Néanmoins, à forte déformation, il est possible de définir des nombres quantiques asymptotiques ( $N, n_z$  et  $\Lambda$ ) qui servent à repérer les niveaux par  $\Omega [N, n_z, \Lambda]$  où les nombres utilisés sont :

$N$  est le nombre quantique principal,

$n_z$  est le nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale sur l'axe de symétrie,





$\Lambda$  est la projection du moment orbital  $\vec{L}$  sur l'axe de symétrie,

$\Omega$  est la projection du moment angulaire  $\vec{J}$  sur l'axe de symétrie

### Surfaces d'énergie potentielle

Il existe une autre manière de visualiser la déformation des noyaux, ce sont les surfaces d'énergie potentielle. Il s'agit ici de tracer l'énergie potentielle des noyaux en fonction de paramètres de déformation. Ce type de tracé nous permettra de connaître la stabilité du noyau vis-à-vis des différentes formes. Nous montrons quelques cas élémentaires sur la figure FIG. I.9 [Gne71]. Sur ces diagrammes sont tracés des isocontours d'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation  $(\beta, \gamma)$ .  $\beta$  est un paramètre analogue à  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_2 \approx 0.95\beta$ ) permettant de décrire le degré de déformation quadrupolaire du noyau. Nous constatons que, comme il a été mentionné, les diagrammes sont concentrés sur la plage  $\gamma = [0^\circ, 60^\circ]$ , le reste du diagramme pouvant être reconstruit en considérant les symétries du système. Sur les schémas,  $\gamma = 0^\circ$  correspond à l'axe horizontal tandis que la valeur  $\gamma = 60^\circ$  est matérialisée par la droite tracée. En dessous des diagrammes de surfaces d'énergie potentielle, est représentée schématiquement la forme qu'adopte le noyau dans son état le plus stable. En effet, l'état fondamental du noyau sera toujours celui qui minimise l'énergie potentielle, et donc, le minimum absolu de ces diagrammes nous donne la forme du noyau dans son état le plus stable. Dans le premier cas (noté A sur la figure), il s'agit du cas idéal d'un oscillateur harmonique sphérique. Nous constatons que les isocontours d'énergie potentielle sont centrés sur zéro qui est le point correspondant à un noyau parfaitement sphérique. Les diagrammes B et C présentent un fort minimum respectivement le long de l'axe  $\gamma = 0^\circ$  et  $\gamma = 60^\circ$ . De ce fait, il s'agit de noyaux possédant une symétrie axiale et plus précisément prolates pour le noyau B et oblates pour le noyau C. Enfin, dans un certain nombre de cas, illustrés ici par le diagramme D, le minimum se situe entre les deux axes. Ces noyaux sont donc asymétriques, ou autrement appelés triaxiaux.

Plusieurs autres informations peuvent être extraites des surfaces d'énergie potentielle. Par exemple, la profondeur du minimum va nous donner une information sur la stabilité de cette forme nucléaire. Par ailleurs, la présence d'autres minima locaux nous renseigne sur la possibilité d'avoir des isomères de formes dans le noyau. En effet, un second (ou plus) minimum signera une certaine stabilité de la forme nucléaire correspondante. La seconde forme sera d'autant plus stable que la barrière de potentiel à franchir entre les minima sera élevée.

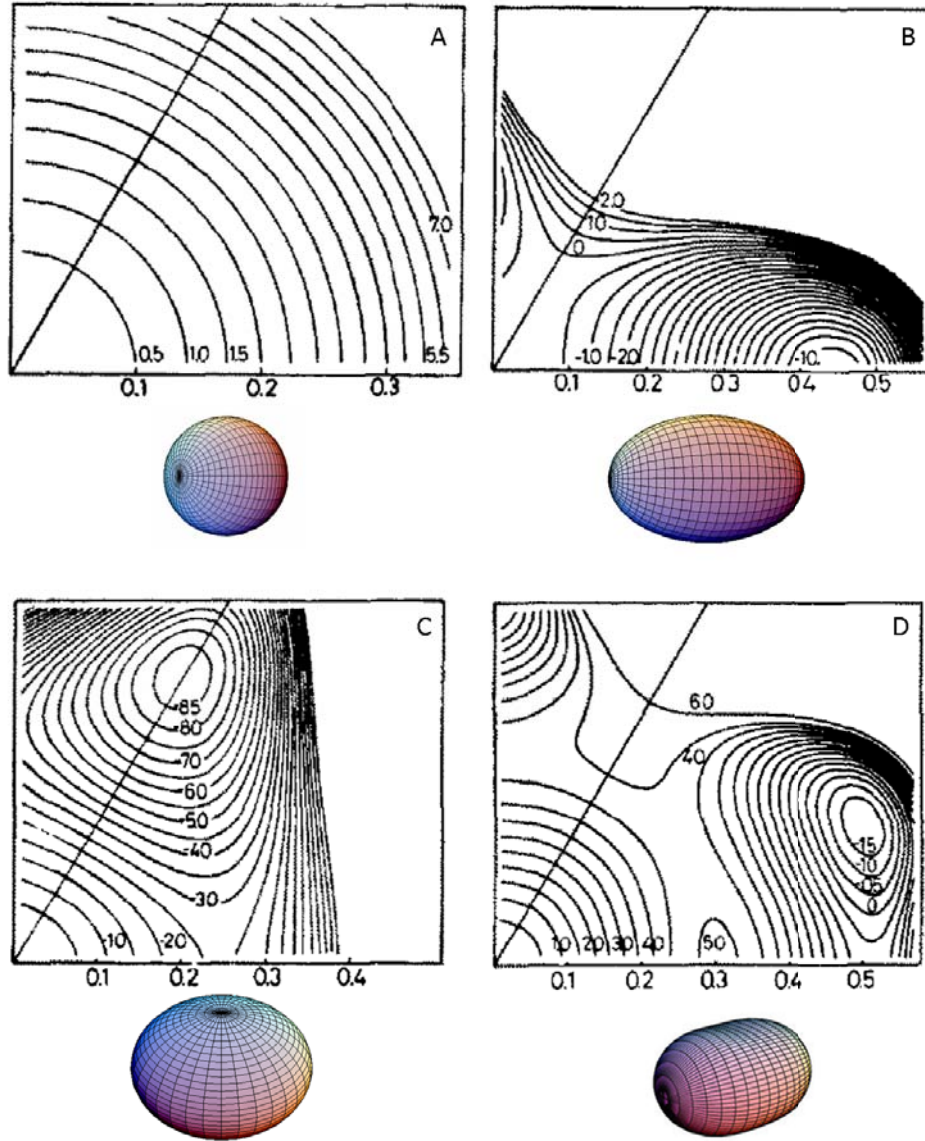


FIGURE I.9 – Surfaces d'énergie potentielle pour différentes déformations nucléaires [Gne71] et illustration de la forme du noyau correspondant. Les nombres indiqués sur les lignes équipotentiels représentent la valeur de l'énergie potentielle en MeV. Les surfaces sont tracées en fonction du paramètre de déformation  $\beta$ .

Dans cette partie, nous nous sommes restreints aux formes les plus simples, mais il existe des formes plus exotiques dans les noyaux. A ce titre, nous pouvons citer les noyaux octupolaires (forme de poire par exemple) ou la forme tétraédrique qui est soupçonnée mais non encore observée expérimentalement et à laquelle une partie de ce manuscrit sera consacrée.

## **I.4 Conclusion du chapitre**

Nous avons, dans ce chapitre, commencé par un aperçu des origines de la physique nucléaire en partant de la découverte des Rayons X et de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel. Puis en passant par la découverte du noyau par Ernest Rutherford et celle du neutron par Chadwick, nous en sommes venus aux réactions nucléaires pour sonder ce noyau. L'utilisation de réactions sur les noyaux a nécessité et nécessite encore aujourd'hui le développement d'outils tels les accélérateurs et détecteurs.

Ensuite, au travers d'une partie de vulgarisation, nous avons présenté un outil quotidien du physicien nucléaire : la charte des noyaux. Elle regroupe l'ensemble des noyaux, connus comme inconnus, stables comme radioactifs et donne une image de la connaissance des noyaux à une époque donnée. Nous avons également abordé un concept majeur qu'est la vallée de stabilité au travers d'une vue artistique. Nous avons ainsi pu voir les notions de ligne d'émission spontanée, de radioactivité par exemple.

Dans une dernière partie, nous avons pu apercevoir l'évolution rapide de la modélisation d'un noyau en partant d'un modèle où chaque nucléon est assimilé à une molécule d'un liquide formant une goutte. Cette analogie a permis de reproduire globalement l'énergie de liaison par nucléon. Néanmoins, cela n'expliquait pas l'excès de stabilité de certains noyaux, dits magiques. Ceci a été expliqué en considérant les propriétés quantiques du noyau au travers d'un modèle dit en couches puisque les nucléons sont ordonnés sur des niveaux d'énergie, de manière similaire aux couches électroniques d'un atome. Ce modèle permet de retrouver à merveille les nombres magiques dits sphériques, mais n'est valable que pour un très petit nombre de noyaux. En effet, la majeure partie des noyaux est déformée et par conséquent, il a fallu légèrement modifier le modèle en couches pour retrouver les nombres magiques non sphériques. En introduisant la déformation dans la modélisation du noyau, nous avons pu décrire les formes les plus simples que peuvent adopter les noyaux.

Malgré tous ces efforts, il n'existe pas aujourd'hui de modèle exact du noyau, mais de nombreuses techniques de modélisation peuvent être utilisées pour prédire, expliquer ou reproduire certaines de ses propriétés.

## Chapitre II

# Les états isomériques dans les noyaux de néodyme proche de $N = 82$

L'étude présentée dans les trois chapitres à venir va concerner la recherche d'états isomériques dans les noyaux de néodyme ( $Z = 60$ ). L'intérêt des états isomériques se trouve principalement dans leur manifestation particulière. En effet, la présence d'états de durée de vie longue va permettre d'isoler une partie de la desexcitation du noyau et ainsi produire une signature bien particulière de celui-ci. Nous avons choisi d'étudier de phénomène dans une zone de la charte des noyaux pour laquelle plusieurs états isomériques ont déjà été mentionnés. Cette zone, proche de  $N = 82$  du côté déficient en neutrons, est aussi caractérisée par des coexistence de forme (quasi-sphérique, triaxiale, superdéformation notamment). L'étude des états isomériques de ces noyaux de néodyme nous apportera une connaissance plus précise de leur structure nucléaire. Dans un premier temps, et c'est ce qui est présenté dans ce chapitre, nous montrerons une étude théorique de ces noyaux.

Nous venons d'aborder, dans le chapitre précédent, quelques modélisations du noyau. Les modèles que nous avons présentés ne permettent pas d'étudier les noyaux en rotation. Or, pour sonder les propriétés nucléaires, il va falloir exciter le noyau et cette excitation est souvent synonyme de rotation. Nous allons ici présenter un modèle dit du "*cranking*", qui permet d'introduire la rotation dans la modélisation des noyaux. Ensuite, nous verrons que l'utilisation conjointe de ce modèle et du potentiel de Nilsson-Strutinsky permet d'obtenir des prédictions sur la stabilité de certaines configurations nucléaires. Nous verrons que l'alignement de particules (protons ou neutrons) dans certaines orbi-

tales peuvent mener à des états énergétiquement favorisés. Ces états sont en général de bons candidats pour des états de grande stabilité, et donc souvent synonymes d'isomères. Nous établirons ainsi un certain nombre d'états de spin et parité donnés pouvant être des états isomériques.

## Sommaire

---

<b>II.1</b>	<b>Eléments théoriques . . . . .</b>	<b>27</b>
II.1.a	Noyaux en rotation par le modèle du “ <i>cranking</i> ” . . . . .	27
II.1.b	L’approche configuration-dépendante de Nilsson-Strutinsky . . . . .	28
II.1.c	Influence de la configuration . . . . .	32
<b>II.2</b>	<b>Application à la prédiction d’états isomériques . . . . .</b>	<b>34</b>
II.2.a	Paramétrisation du potentiel de Nilsson . . . . .	34
II.2.b	Description microscopique des états du $^{140}\text{Nd}$ . . . . .	35
II.2.c	Configuration de l’état $20^+$ du $^{140}\text{Nd}$ et autres états à haut spin . . . . .	37
II.2.d	Etats isomériques dans le noyau $^{139}\text{Nd}$ . . . . .	38
<b>II.3</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>40</b>

---

## II.1 Éléments théoriques

Dans cette première partie, nous décrirons quelques éléments de physique nucléaire théorique. Dans un premier temps, nous évoquerons la rotation du noyau au travers du modèle dit du “*cranking*”. Ensuite, nous aborderons l’approche de Nilsson-Strutinsky et montrerons comment elle permet d’obtenir une information sur la stabilité des configurations nucléaires.

### II.1.a Noyaux en rotation par le modèle du “*cranking*”

Le modèle du “*cranking*” est un moyen simple de décrire les propriétés des noyaux en rotation. Il a été proposé par Inglis en 1954 [Ing54] et repose sur le principe de base qu’un noyau de moment angulaire non nul peut être considéré en terme d’état intrinsèque au repos dans un référentiel tournant. Les nucléons sont ainsi décrits comme des particules indépendantes en mouvement dans un potentiel tournant à vitesse constante  $\omega$  autour d’un axe, ici  $x \equiv x_1$ . Cet axe de rotation coïncide avec un des axes principaux du noyau. Dans un premier temps, et pour alléger la notation, nous nous placerons dans le cas de l’étude d’une particule unique en rotation. Nous pouvons définir la fonction d’onde de cette particule dans les deux systèmes :  $\psi^\omega(x_1, x_2, x_3, t)$  dans le référentiel tournant et  $\psi(x, y, z, t)$  dans le référentiel au repos. L’équation de Schrödinger régissant ce problème s’exprime :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, y, z, t)}{\partial t} = h \psi(x, y, z, t), \quad (\text{Eq. II.1})$$

dans le référentiel du laboratoire,  $h$  étant l’hamiltonien de la particule. Nous allons maintenant déterminer l’expression de l’équation du système dans le référentiel tournant. Pour cela, il nous faut tenir compte du fait que les fonctions d’onde sont égales à une phase près. Nous avons également besoin de l’expression de la dérivée par rapport au temps, qui s’écrit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \left( \frac{\partial \psi^\omega}{\partial t} \right)_{x_1, x_2, x_3} + \frac{\partial \psi^\omega}{\partial x_2} \frac{\partial x_2}{\partial t} + \frac{\partial \psi^\omega}{\partial x_3} \frac{\partial x_3}{\partial t}. \quad (\text{Eq. II.2})$$

L’équation de Schrödinger pour une particule individuelle dans le référentiel tournant devient alors :

$$i\hbar \frac{\partial \psi^\omega(x_1, x_2, x_3, t)}{\partial t} = (h - \hbar\omega l_1) \psi^\omega(x_1, x_2, x_3, t) \quad (\text{Eq. II.3})$$

où  $l_1$  est l'opérateur moment angulaire défini par :

$$l_1 = -i \left( x_2 \frac{\partial}{\partial x_3} - x_3 \frac{\partial}{\partial x_2} \right) = l_x . \quad (\text{Eq. II.4})$$

Nous allons maintenant considérer le cas d'un noyau composé de  $A$  nucléons pouvant être assimilés à des particules individuelles. L'hamiltonien du système global dans le référentiel tournant  $H^\omega$  ( $H$  étant défini dans le référentiel du laboratoire) s'écrit :

$$H^\omega = H - \hbar\omega I_x = \sum_{i \text{ occ}} h_i^\omega = \sum_{i \text{ occ}} (h_i - \hbar\omega j_x) , \quad (\text{Eq. II.5})$$

où la somme se fait sur les orbitales occupées.  $I_x$  est l'opérateur moment angulaire total du système. Le terme  $-\hbar\omega I_x$  peut ainsi être rapproché de la force de Coriolis ou de la force centrifuge en mécanique classique.  $h_i^\omega$  est l'hamiltonien de particule individuelle dans le référentiel tournant, tel que défini dans l'équation Eq. II.3 à la nuance près que  $l_1$  est généralisé par  $j_x$  pour couvrir l'ensemble des particules avec spin intrinsèque. Nous avons donc à résoudre  $A$  équations du type :

$$(h_i - \hbar\omega j_x) \phi_i^\omega = e_i^\omega \phi_i^\omega , \quad (\text{Eq. II.6})$$

avec  $\phi_i^\omega$  les fonctions d'onde individuelles des  $A$  nucléons. Les valeurs propres  $e_i^\omega$  correspondent aux états d'énergie de particules indépendantes dans le système en rotation, plus communément appelés Routhians. L'énergie des particules mesurée dans le référentiel du laboratoire s'exprime, quant à elle, de la manière suivante :

$$e_i = \langle \phi_i^\omega | h | \phi_i^\omega \rangle = e_i^\omega + \omega \langle \phi_i^\omega | j_x | \phi_i^\omega \rangle \quad (\text{Eq. II.7})$$

L'avantage du modèle du “*cranking*” est de donner une description microscopique simple d'un noyau en rotation.

### II.1.b L'approche configuration-dépendante de Nilsson-Strutinsky

Nous venons de voir comment décrire la rotation des noyaux, nous allons maintenant utiliser cette méthode conjointement au potentiel de Nilsson déformé, dans le cadre de l'approche dite “configuration dépendante de Nilsson-Strutinsky” [Afa99]. Cette approche consiste à réunir les visions classiques et quantiques du noyau puisqu'elle associe le mo-



dèle de la goutte liquide et le modèle en couches.

**Principe de la méthode : corrections à l'énergie de couche** Nous avons vu dans le premier chapitre, deux approches différentes pour évaluer les propriétés du noyau. L'une, le modèle de la goutte liquide, reproduit très bien l'énergie de liaison des nucléons, mais ne traite pas la nature quantique du noyau. La seconde, celle de Nilsson par exemple, permet de retrouver les caractéristiques dues aux effets quantiques présents dans les noyaux, comme les nombres magiques. Grâce aux diagrammes de type Nilsson, il est possible de décrire la structure en couches du noyau au travers de sa configuration.

Cependant, il est connu que les calculs impliquant une somme sur les états de particules individuelles, obtenus via des potentiels phénoménologiques (tel le potentiel de Nilsson), mènent à une approximation grossière des propriétés nucléaires moyennes et de leur dépendance en déformation. Pour s'affranchir de ce défaut, Strutinsky [Str67] a réuni ces deux méthodes et défini l'énergie totale à l'aide d'une renormalisation par rapport à une goutte liquide. Dans cette approche, l'énergie totale  $E_{Tot}$  pour un spin  $I_0$  et une déformation donnée  $\bar{\varepsilon} \equiv (\varepsilon_2, \gamma, \varepsilon_4, \text{etc...})$  devient la somme de deux contributions : l'une est donnée par l'énergie de cœur de type goutte liquide, et l'autre, dite de couche, regroupe les effets de la nature quantique du noyau.

$$E_{Tot} = E_{GL} + E_c \quad (\text{EQ. II.8})$$

L'énergie de couche  $E_c$  est alors définie comme la différence entre la somme discrète des énergies de particules indépendantes et la somme dite "lissée" (*smoothed*) :

$$E_c(I_0) = \sum e_i(\omega, \bar{\varepsilon}) - \sum \widetilde{e_i(\tilde{\omega}, \bar{\varepsilon})} \quad (\text{EQ. II.9})$$

où les deux termes sont évalués en  $I = I_0$  et donc, bien souvent, à des fréquences de rotation différentes. Les quantités notées d'un tilde sont dites lissées parce qu'elles sont moyennées sur un intervalle d'énergie de l'ordre de l'écart en énergie entre deux niveaux ( $\hbar\omega$ ). La somme lissée est calculée par la méthode de Strutinsky [Str67] et peut être paramétrée de plusieurs façons.

De cette façon, il est possible d'évaluer l'impact des effets de couche sur l'énergie totale du noyau. C'est cette quantité que nous allons évaluer dans la suite en calculant séparément l'énergie totale du noyau dépendant de la configuration et en utilisant l'énergie de la goutte liquide comme énergie de référence.

**Energie de goutte liquide en rotation** Nous cherchons ici à reproduire les configurations d'états isomériques de spin élevés, il nous va donc falloir considérer la rotation du noyau dans nos calculs. Donc, afin d'évaluer la partie due aux effets collectifs, nous considérerons une goutte liquide en rotation [Afa99]. L'énergie d'une goutte liquide nucléaire en rotation  $E_{GLR}$  (ou  $E_{RLD}$  pour *rotating liquid drop*) s'exprime selon les lois de la mécanique classique de la façon suivante :

$$E_{GLR}(\bar{\varepsilon}, I_0) = E_{GL}(\bar{\varepsilon}, I = 0) + \frac{1}{2J_{rig}(\bar{\varepsilon})} I_0^2, \quad (\text{EQ. II.10})$$

où  $J_{rig}(\bar{\varepsilon})$  est la valeur du moment d'inertie d'un corps rigide pour un volume uniforme  $\frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ . L'énergie totale dans le modèle de la goutte liquide  $E_{LD}$  pour un spin nul s'écrit [Mye67] :

$$\begin{aligned} E_{GL}(\bar{\varepsilon}, I = 0) = & -a_v \left( 1 - k_v \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) A + a_c Z^2 \left( B_c(\bar{\varepsilon}) - \frac{5\pi^2}{6} \left( \frac{d}{R_c} \right)^2 \right) \\ & + a_s \left( 1 - k_s \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) A^{2/3} B_s(\bar{\varepsilon}), \end{aligned} \quad (\text{EQ. II.11})$$

où  $B_c(\bar{\varepsilon})$  (et  $B_s(\bar{\varepsilon})$ ) représente le rapport de l'énergie coulombienne (respectivement, de surface) à  $\bar{\varepsilon}$  quelconque sur la même énergie à déformation nulle. Dans le terme de Coulomb, il a été introduit un paramètre de diffusivité  $d$ . Les paramètres du modèle sont ajustés à partir de données expérimentales.

### Energie totale de configuration par calcul Cranked-Nilsson-Strutinsky (CNS)

Il nous reste donc à calculer l'énergie totale du noyau. Pour cela, nous allons utiliser le modèle Cranked-Nilsson-Strutinsky [Afa99] qui permet de tenir compte de la rotation et de la déformation. L'hamiltonien Cranked-Nilsson-Strutinsky de particule indépendante  $h^\omega$  est donc défini comme suit. Il tient compte de la déformation axiale de la même façon que l'hamiltonien de Nilsson décrit au chapitre précédent. Il met en jeu également la rotation du noyau au travers de l'approximation du *cranking*. L'hamiltonien s'écrit alors :

$$h^\omega = h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma) + 2\hbar\omega_0\rho^2\varepsilon_4V_4(\gamma) + V' - \omega j_x, \quad (\text{EQ. II.12})$$

où les différents termes successifs sont explicités ci-après.  $h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma)$  est l'hamiltonien d'oscillateur harmonique déformé tel que défini à la section I.3.c :

$$h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (\text{Eq. II.13})$$

où les paramètres de déformation  $(\varepsilon_2, \gamma)$  et les fréquences de rotation  $\omega_x, \omega_y$  et  $\omega_z$  sont définis de la même manière que précédemment.

Le second terme fait intervenir la déformation hexadécapolaire. Dans ce terme, nous retrouvons  $\rho$  le rayon du noyau dans le système de coordonnées étendu ("stretched"),  $\varepsilon_4$  est le paramètre de déformation hexadécapolaire. Le potentiel de déformation  $V_4(\gamma)$  s'écrit en fonction des harmoniques sphériques :

$$V_4(\gamma) = a_{40}Y_{40} + a_{42}(Y_{42} - Y_{4-2}) + a_{44}(Y_{44} - Y_{4-4}), \quad (\text{Eq. II.14})$$

où les coefficients  $a_{4i}$  sont ceux qui interviennent dans la paramétrisation de la forme de la surface nucléaire avec comme condition de satisfaire aux propriétés de transformation du tenseur hexadécapolaire. Nous obtenons leurs expressions en fonction du paramètre  $\gamma$  :

$$\begin{aligned} a_{40} &= \frac{1}{6} (5\cos^2\gamma + 1) \\ a_{42} &= -\frac{1}{12}\sqrt{30}\sin 2\gamma \\ a_{44} &= \frac{1}{12}\sqrt{70}\sin^2\gamma \end{aligned} \quad (\text{Eq. II.15})$$

Le terme  $V'$  du potentiel de Nilsson s'écrit, dans le système de coordonnées étendues :

$$V' = -\kappa(N)\hbar\omega_0(2\vec{l}_t \cdot \vec{s} + \mu(N)(\vec{l}_t^2 - \langle \vec{l}_t^2 \rangle_N), \quad (\text{Eq. II.16})$$

avec  $\kappa(N)$  et  $\mu(N)$  des coefficients dus au changement de coordonnées. L'indice  $t$  du moment orbital indique qu'il est redéfini dans le nouveau système de coordonnées.

Enfin, la rotation du noyau est imposée par le terme  $-\omega j_x$  comme nous l'avons déjà vu dans la section II.1.a. Les paramètres du potentiel de Nilsson ainsi définis sont en général ajustés pour une région de noyaux afin d'obtenir une description la plus précise possible des données expérimentales.

Les valeurs propres du système peuvent ensuite être déterminées en utilisant la base

des vecteurs propres de l'oscillateur harmonique en rotation qui permet le découplage en trois oscillateurs distincts :

$$h_{OH}^\omega = h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma) - \omega j_x, \quad (\text{EQ. II.17})$$

Les valeurs propres de l'oscillateur harmonique en rotation dans le référentiel tournant s'écrivent alors :

$$E_{n_x n_2 n_3 \Omega} = \hbar \omega_x (n_x + \frac{1}{2}) + \hbar \Omega_2 (n_2 + \frac{1}{2}) + \hbar \Omega_3 (n_3 + \frac{1}{2}) - \omega \Sigma, \quad (\text{EQ. II.18})$$

où  $\Sigma$  est la projection du spin intrinsèque sur l'axe de rotation et les  $\Omega_i$  sont les fréquences de rotation des oscillateurs découplés.

La diagonalisation de l'hamiltonien total (EQ. II.12) donne les valeurs propres  $e_i^\omega$  qui sont les énergies de particules individuelles dans le référentiel tournant. Nous pouvons obtenir les énergies de particules individuelles dans le laboratoire en appliquant :

$$e_i = \langle \Psi_i^\omega | h^0 | \Psi_i^\omega \rangle \quad (\text{EQ. II.19})$$

### II.1.c Influence de la configuration

Les différents états de haut spin et les bandes rotationnelles associées sont créés par occupation des orbitales disponibles dans le potentiel tournant. Chacune de ces orbitales est caractérisée par sa parité  $\pi_i$  et sa signature  $\alpha_i$ . Donc la configuration multi-particules est alors spécifiée par la parité totale  $\pi_{tot}$  et la signature totale  $\alpha_{tot}$ . Nous allons pouvoir chercher les configurations qui minimisent l'énergie en faisant varier les nombres d'occupation des différentes orbitales disponibles. Pour distinguer les configurations, une notation considérant un cœur magique complété de particules ou de trous est adoptée. Ainsi, un exemple de notation pour la région de masses  $A \sim 110$  peut être considéré relativement à un cœur d'étain 100 en complétant les orbitales  $h_{11/2}$  et  $d_{5/2}-g_{7/2}$  et en créant des trous dans la couche proton  $g_{9/2}$ . Cette notation sera résumée de la sorte :

$$[p_1 p_2, n]^{\alpha_{tot}} \equiv [\pi(g_{9/2})^{-p_1} (h_{11/2})^{p_2} (g_{7/2} d_{5/2})^{Z-50+p_1-p_2} \otimes \nu(h_{11/2})^n (g_{7/2} d_{5/2})^{N-50-n}]^{\alpha_{tot}}, \quad (\text{EQ. II.20})$$

où  $\alpha_{tot}$  est la signature totale de la configuration et  $p_1, p_2$  et  $n$  sont respectivement les nombres de trous protons dans la couche  $g_{9/2}$ , de protons et de neutrons dans l'orbitale  $h_{11/2}$ .

Le calcul des énergies de particules indépendantes va permettre de déterminer l'énergie totale du noyau de la configuration considérée. Cette énergie tient donc compte de tous les effets induits par la nature quantique du noyau sur la rotation, la déformation ou les effets de couches. Comme nous l'avons déjà évoqué plus tôt dans ce chapitre, nous allons retrancher une énergie dite de goutte liquide pour enlever la part due aux effets collectifs. Ainsi, nous ne garderons que les effets quantiques, ou effets de couches. Cette quantité  $E - E_{GLR}$  peut être comparée aux données expérimentales en prenant la même référence de goutte liquide, mais en considérant l'énergie totale expérimentale du noyau. Lorsque l'on trace ces quantités, expérimentales, ou calculées, nous pouvons obtenir différentes allures selon la nature des bandes considérées.

Ce type de calcul a très souvent été appliqué à l'étude des terminaisons de bande pour laquelle il est important de connaître la configuration des états. Dans ce genre d'étude, une importance particulière est accordée aux derniers états des bandes que l'on obtient lorsque toutes les particules individuelles sont alignées et contribuent ainsi à un moment angulaire maximum pour la configuration considérée. Nous allons commencer par montrer des allures très générales obtenues pour des calculs de type CNS afin de connaître les différents profils de bandes possibles. Puis dans un second temps, nous montrerons qu'il est possible d'appliquer cette méthode à la recherche d'états isomériques.

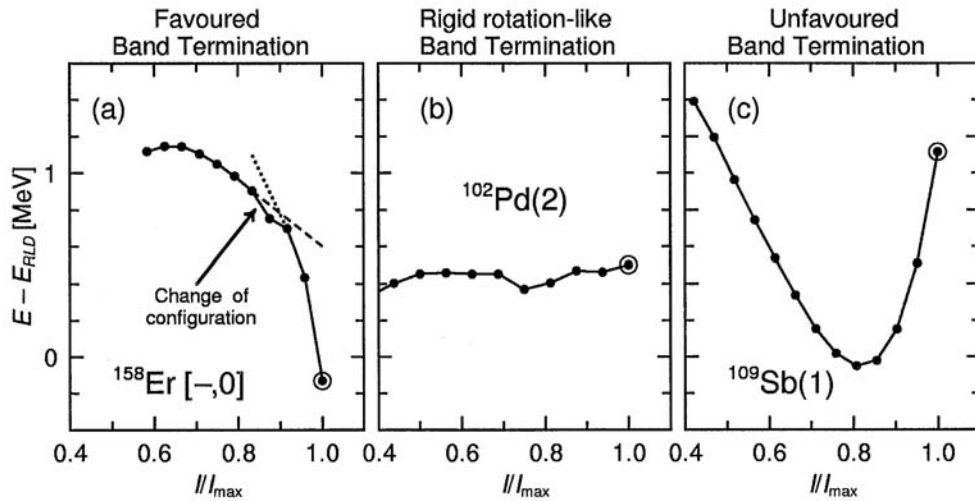


FIGURE II.1 – Différents profils de bandes interprétés dans le modèle CNS à partir de données expérimentales ([Sim94] pour  $^{158}\text{Er}$ , [Giz97] pour  $^{102}\text{Pd}$  et [Sch96] pour  $^{109}\text{Sb}$ ). Les énergies sont tracées relativement à un corps rigide tournant en fonction de  $I/I_{\max}$  où  $I_{\max}$  est le spin maximum dans la configuration assignée à la bande. Le dernier état construit est encerclé.

Nous montrons donc sur la figure FIG. II.1 les différents profils que l'on peut obtenir selon les configurations considérées. Nous pouvons donc distinguer trois cas :

- (a) Dans ce premier cas, l'énergie nécessaire pour construire le dernier état de la bande (toutes particules alignées, moment angulaire maximum, états entourés sur la figure) est plus faible que l'énergie de référence pour ce même état, d'où une valeur de  $E - E_{GLR}$  négative pour cet état. Ce type de bandes présente une pente descendante pour les derniers états. Ces configurations sont alors dites favorisées.
- (b) Ce cas intermédiaire montre que l'énergie de la configuration est proche de celle de la goutte liquide, et ces bandes sont communément assimilées à des bandes de type corps rigides en rotation ("rigid-rotation like").
- (c) Ce dernier cas est dit non-favorable puisque l'énergie nécessaire pour construire le dernier état de cette bande est supérieure à l'énergie référence de goutte liquide. Le coût en énergie est donc plus élevé pour aligner la dernière unité de spin que pour une configuration favorisée.

## II.2 Application de la méthode CNS à la prédiction d'états isomériques

Nous allons, dans cette partie, appliquer les calculs de type CNS, tels que nous venons de les voir, à la caractérisation d'états isomériques des noyaux  $^{139,140}\text{Nd}$ . Nous allons en effet voir que l'utilisation du modèle CNS pour ces noyaux permet, d'une part, d'obtenir une description générale de leur structure mais aussi, d'autre part, d'isoler certains états pour lesquels l'alignement de certaines particules dans des couches données mènent à une surstabilité énergétique. Cette dernière peut alors être synonyme de la présence d'états isomériques de spin. Pour cela, nous commencerons par décrire la paramétrisation utilisée pour cette région. Puis, nous verrons comment l'isomère  $20^+$  peut être interprété en terme d'excitation de particules-trous. Et enfin, nous décrirons des configurations candidates pour des états isomériques de haut spin dans ces noyaux.

### II.2.a Paramétrisation du potentiel de Nilsson-Strutinsky pour la région $A = 140$

Nous avons vu qu'un certain nombre de paramètres doit être ajusté à la région de masse étudiée. Des études ont montré [Pet05, Neu04] que la paramétrisation  $A=150$  [Ben90] donnait une bonne compréhension de la région  $A = 140$ . Pour cela, les paramètres  $\kappa$  et  $\mu$  de la partie spin-orbite et effet de bord du potentiel de Nilsson (EQ. II.16) ont

été ajustés. Ces paramètres sont choisis de manière à ajuster les énergies des états de tête de bande des noyaux de la région  $A \sim 120 - 140$ . Ce changement a pour principal effet d'augmenter l'espacement énergétique du nombre semi-magique  $Z = 64$  ainsi que de baisser l'orbitale neutron  $i_{13/2}$  d'environ 0.5 MeV.

### II.2.b Description microscopique des états du $^{140}\text{Nd}$

Plusieurs études ont appliqué ces calculs au noyau  $^{140}\text{Nd}$  afin d'avoir une information sur la structure des états observés dans ce noyau [Neu04, Pet05]. En particulier C.M. Petrache *et al.* [Pet06] ont comparé les états expérimentaux avec ceux calculés par la méthode CNS. Dans la partie haute de la figure FIG. II.2, nous retrouvons les points expérimentaux, tandis que les prédictions théoriques sont montrées dans la partie inférieure.

L'indexation des configurations relativement à un cœur sphérique  $N = 82$ ,  $Z = 50$  est particulièrement adaptée à la description du  $^{140}\text{Nd}$ .

$$[p_1, n_1 n_2 n_3] \equiv \pi(h_{11/2})^{p_1} \nu(h_{11/2})^{-n_1} \nu(h_{9/2} f_{7/2})^{n_2} (i_{13/2})^{n_3} . \quad (\text{Eq. II.21})$$

$p_1$  et  $n_1$  sont respectivement les nombres de particules dans la couche proton  $h_{11/2}$  et de trous neutrons de la couche  $h_{11/2}$ .  $n_2$  est le nombre de neutrons des couches  $h_{9/2}$  et  $f_{7/2}$  tandis que  $n_3$  est le nombre de neutrons de l'orbitale  $i_{13/2}$ . En conséquence, le nombre de trous protons dans les couches  $g_{7/2}$ ,  $d_{5/2}$  ainsi que le nombre de trous neutrons des couches  $N = 4$  sont déterminés en imposant le nombre total de particules  $Z = 60$  et  $N = 80$ . Pour les états de spin relativement bas, il est possible de considérer  $Z = 64$  comme une couche fermée [Kle79] pour les noyaux autour de  $N = 82$ . Ainsi, les configurations seront exprimées relativement à un cœur de  $^{146}\text{Gd}$  ( $Z = 64$  et  $N = 82$ ). Ceci n'aura cependant pas d'incidence sur le label des configurations puisque la couche  $g_{7/2}$ ,  $d_{5/2}$  n'est pas explicitement citée dans la notation Eq. II.21. Ceci est d'autant plus pertinent que, comme nous le verrons par la suite, l'isomère  $20^+$  peut être interprété en terme de configuration six trous dans un cœur de  $^{146}\text{Gd}$ .

Malgré la difficulté de comparer quantitativement expérience et calculs de type CNS à cause de l'absence de pairing dans les calculs, nous pouvons comparer l'allure des courbes expérimentales et des prédictions théoriques (cf. FIG. II.2). De cette façon, nous pouvons définir trois zones de spins pour lesquelles les structures des bandes observées sont caractéristiques. A bas spin (entre 0 et  $20 \hbar$ ), se trouve une zone chaotique avec notamment des états énergétiquement plus bas par rapports aux autres états de même

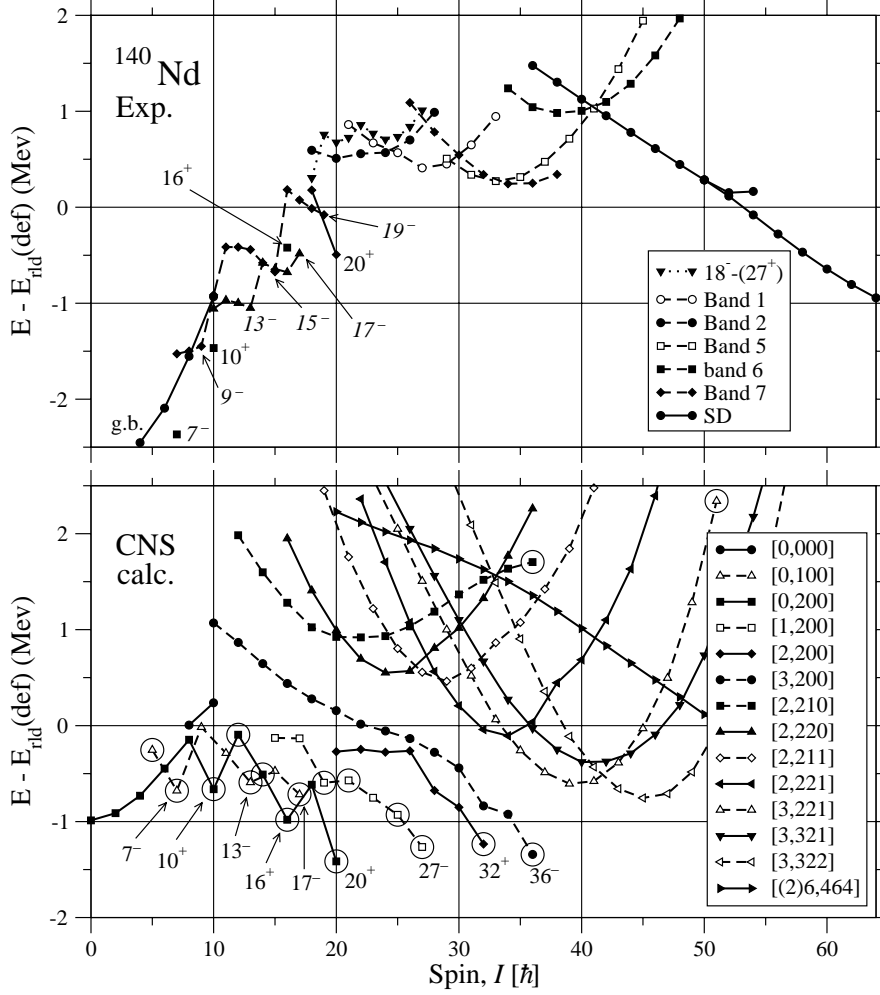


FIGURE II.2 – États calculés et expérimentaux du  $^{140}\text{Nd}$  [Pet06]. Les états isomériques sont caractérisés par l'alignement de certaines particules (ou trous) dans des configurations données menant à une surstabilité énergétique (zone des spins inférieurs à  $20 \hbar$ ). Les bandes triaxiales correspondent aux courbes d'allures paraboliques (spin entre 20 et  $40 \hbar$ ) et enfin la bande superdéformée se retrouve pour les spins très élevés à travers la droite de pente descendante.



spins et/ou de même configuration. A moyen spin (entre 20 et 40  $\hbar$ ), les différentes configurations montrent un aspect parabolique caractéristique de bandes triaxiales. Enfin, à très hauts spins (supérieurs à 40  $\hbar$ ), une bande de superdéformation est mise en évidence et se traduit sur les diagrammes par une droite en pente descendante.

La zone qui nous intéresse plus particulièrement ici se trouve vers les états de bas spins, et nous pouvons constater qu'un certain nombre d'états isomériques se retrouvent expérimentalement et théoriquement. Nous allons donc maintenant brièvement discuter des états isomériques de bas spin présents dans ce noyau. Nous apercevons, sur la figure FIG. II.2, que les états isomériques  $7^-$  et  $10^+$  sont tous deux reproduits dans les calculs de type CNS. Dans la partie basse de la figure, nous voyons qu'un état  $7^-$  est fortement favorisé pour une configuration labellisée  $[0, 100]$ . Ceci correspond à un trou neutron dans la couche neutron  $h_{11/2}$ , associé à un trou neutron dans la couche  $d_{3/2}$ . Nous obtenons ainsi un état de spin  $7^-$  avec la configuration  $\nu [h_{11/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}]_{7^-}$ . L'état  $10^+$  est quant à lui obtenu par la configuration  $[0, 200]$  qui revient à créer deux trous neutrons dans la couche  $h_{11/2}$ . Ces deux configurations sont donc attribuées aux états expérimentaux à 2221 keV et 3619 keV, isomériques avec des périodes de 0.6 ms et 32 ns respectivement (états discutés en III.1).

### II.2.c Configuration de l'état $20^+$ du $^{140}\text{Nd}$ et autres états à haut spin

Les calculs de type CNS appliqués au noyau  $^{140}\text{Nd}$  ont également permis de comprendre l'origine de l'état isomérique  $I^\pi = 20^+$ . Comme nous pouvons le voir sur la figure FIG. II.2, cet état est obtenu par une configuration  $[0, 200]$ . Cette configuration implique donc la même configuration neutron que l'état  $10^+$  à laquelle s'ajoute l'excitation de quatre trous de la couche  $(g_{7/2}, d_{5/2})$ . Le couplage proton apporte également une contribution  $10^+$  au spin de l'état, nous donnant ainsi un état  $20^+$ . Cette configuration permet d'expliquer l'état isomérique observé à une énergie de 7430 keV de durée de vie 1.23  $\mu\text{s}$ . La formation de l'état isomérique est illustrée sur la figure FIG. II.3 où la configuration  $\pi [(g_{7/2}, d_{5/2})^{-4}]_{10^+} \nu [(h_{11/2})^{-2}]_{10^+}$  est montrée avec la surface de Fermi.

Hormis cet état à  $20^+$ , nous voyons sur la figure FIG. II.2 que d'autres états favorisés sont obtenus pour des spins  $27^-$ ,  $32^+$  et  $36^-$ . Ces états sont le résultat des configurations faisant intervenir deux trous neutrons  $h_{11/2}$  et un  $([1, 200])$ , deux  $([2, 200])$  ou trois  $([3, 200])$  protons de la couche  $h_{11/2}$ . Nous allons détailler la configuration de l'état  $27^-$ , les autres états étant construits de manière similaire. Nous avons déjà vu que la configuration  $\nu(h_{11/2})^{-2}$  donne lieu à une contribution  $10^+$  pour le spin. Ensuite l'alignement

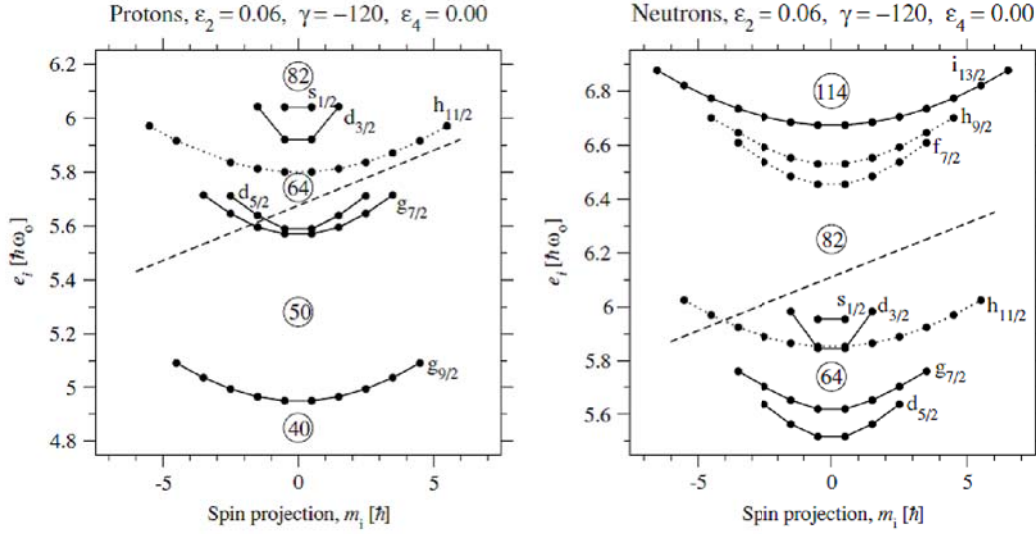


FIGURE II.3 – Surfaces de Fermi pour les protons et neutrons à la déformation  $\varepsilon_2 = 0.06$ . La formation des états protons  $(g_{7/2}, d_{5/2})_{10+}$  et neutrons  $(h_{11/2})_{10+}^{-2}$  impliqués dans la configuration de l'état isomérique  $20^+$  est illustrée par les surfaces de Fermi en pointillés [Pet06].

du proton dans la couche  $h_{11/2}$  couplé à cinq trous de la couche  $(d_{5/2}, g_{7/2})$  nous permet d'obtenir un spin total de  $27^-$ . De la même manière, les configurations avec deux et trois protons en  $h_{11/2}$  forment deux états favorisés de spin  $32^+$  et  $36^-$ . Ces trois états de haut spin n'ont pour l'instant pas de candidats parmi les niveaux observés expérimentalement et constituent donc une forte motivation d'expérience. Ils seront donc l'une des motivations théoriques de l'expérience sur la recherche des états isomériques des noyaux de néodyme proposée puis réalisée auprès du laboratoire de Jyväskylä en 2009.

## II.2.d États isomériques dans le noyau $^{139}\text{Nd}$

Le même travail a été réalisé pour le noyau  $^{139}\text{Nd}$  [Rag] dont les résultats sont portés sur la figure FIG. II.4. La notation est donnée de manière un peu différente sur cette figure. La notation adoptée ici est de la forme :  $[(p_0)p_1(p_2p_3), n_1(n_2n_3)]$  qui peut s'écrire également, en prenant les exposants positifs comme particules et ceux négatifs pour des trous :

$$[(p_0)p_1(p_2p_3), n_1(n_2n_3)] \equiv \pi \left[ (g_{9/2})^{-p_0} (h_{11/2})^{p_1} (f_{7/2}h_{9/2})^{p_2} (i_{13/2})^{p_3} \right] \otimes \nu \left[ (h_{11/2})^{-n_1} (f_{7/2}h_{9/2})^{n_2} (i_{13/2})^{n_3} \right] \quad (\text{EQ. II.22})$$

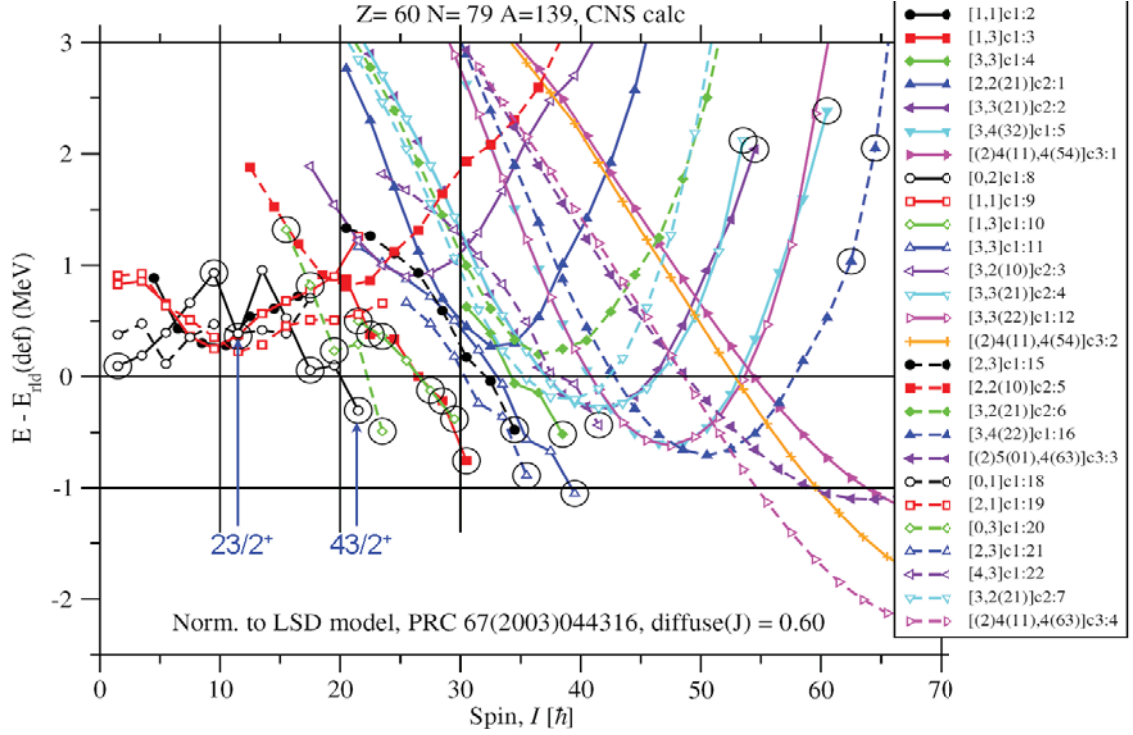


FIGURE II.4 – *Etats de configurations calculés par modèle CNS du  $^{139}\text{Nd}$  [Rag]. Les flèches bleues repèrent deux états favorisés de spin  $23/2^+$  et  $43/2^+$  qui sont des candidats pour des états isomériques.*

Dans un premier temps, nous pouvons remarquer que le premier état favorisé est prédit dans une configuration dénommée  $[0, 1]$  qui montre une surstabilité énergétique pour un spin  $11/2^-$ . Cet état correspond à une excitation d'un trou neutron dans la couche  $(h_{11/2})$  et est attribuée à l'état expérimentalement observé avec une durée de vie de 5,5 h (cf. III.1.b, p. 47). Ensuite, en regardant vers les spins plus élevés, un deuxième état favorisé se manifeste à un spin  $23/2^+$ . Celui-ci est basé sur la configuration neutron  $\left[(h_{11/2})^{-2}(d_{3/2})^{-1}\right]$ . Il peut également être observé plusieurs autres états favorisés à des spins plus élevés. Par exemple, en ajoutant l'alignement de quatre trous protons en  $(d_{5/2}g_{7/2})$  à la configuration énoncée précédemment, les calculs prédisent un état de spin  $43/2^+$  plus bas en énergie.

### II.3 Conclusion du chapitre

Au travers de ce chapitre, nous avons décrit une modélisation de noyaux déformés en rotation. Nous avons commencé par aborder le modèle du *cranking* permettant de décrire simplement la rotation des noyaux. Il s'agit ici de définir la rotation en imposant que le système soit au repos dans un potentiel en rotation. Ensuite, la déformation est introduite par le potentiel de Nilsson, tel que nous l'avons décrit au premier chapitre. Enfin, nous avons introduit la méthode de Strutinsky qui réunit les approches d'un noyau vu comme une goutte liquide et comme un objet quantique. Pour cela, il définit l'énergie totale du noyau comme l'énergie de goutte liquide à laquelle est ajoutée une contribution appelée énergie de correction de couche. Cette énergie tient compte de tous les effets induits par la nature quantique du noyau.

Ensuite le noyau de  $^{140}\text{Nd}$  a été étudié à l'aide de ce modèle Cranked-Nilsson-Strutinsky pour interpréter les différents états isomériques observés dans ce noyau. Nous avons ainsi pu décrire l'état isomérique  $20^+$  en terme de configuration six trous neutrons ou protons relativement à un cœur de  $^{146}\text{Gd}$ . Cette modélisation a également prédit l'existence d'autres états potentiellement isomériques aux spins  $I^\pi = 27^-$ ,  $32^+$  et  $36^-$ . Nous avons également pu noter que des états favorisés étaient observés de manière similaire dans le noyau  $^{139}\text{Nd}$  pour différentes valeurs de spin.

Nous allons voir dans le chapitre qui suit que l'isomère  $20^+$  a été observé récemment mais que les connaissances en sont encore incomplètes. Afin de mieux caractériser cet isomère et d'en observer de nouveaux, une expérience a été menée en 2009 sur la recherche d'états isomériques dans les noyaux de néodyme proche de  $N = 82$ , et c'est cette expérience que nous décrirons dans le chapitre qui suit.

## Chapitre III

# Présentation de l'expérience isomères

Ce chapitre sera dédié à la présentation de l'expérience de spectroscopie  $\gamma$  ayant eu lieu à Jyväskylä (Finlande) en août 2009 auprès du détecteur JUROGAM II. Cette expérience avait pour but de mettre en évidence l'existence de nouveaux états isomériques dans les noyaux de néodyme proche de  $N = 82$  et d'enrichir les connaissances sur les isomères déjà découverts. Dans un premier temps, nous ferons un état des lieux des connaissances sur les noyaux étudiés dans cette expérience. Ensuite, le dispositif expérimental et les détecteurs utilisés seront décrits. Enfin, nous traiterons de la mise en forme des données brutes ainsi que des outils d'analyse.

### Sommaire

---

<b>III.1 Etat des connaissances sur les noyaux <math>^{138-140}\text{Nd}</math></b>	<b>43</b>
III.1.a $^{140}\text{Nd}$	43
III.1.b $^{139}\text{Nd}$	47
III.1.c $^{138}\text{Nd}$	48
III.1.d Positionnement de notre expérience	49
<b>III.2 Dispositif expérimental</b>	<b>51</b>
III.2.a Production des isotopes	51
III.2.b Ensemble de détection	52
Détection des $\gamma$ : Principe et JUROGAM II	52
Le spectromètre de recul RITU et détecteurs du plan focal	56
III.2.c Les événements	58
<b>III.3 Mise en forme des données brutes</b>	<b>60</b>
III.3.a La calibration en énergie	60

III.3.b	Relecture et construction des événements . . . . .	62
	GRAIN . . . . .	62
	Algorithmes de sommation pour les clovers . . . . .	64
III.3.c	Outils d'exploitation des matrices . . . . .	66
<b>III.4</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>68</b>

---

### III.1 Etat des connaissances sur les noyaux $^{138-140}\text{Nd}$

Comme nous l'avons abordé dans le chapitre précédent, des modèles théoriques prédisent l'existence d'états isomériques dans les noyaux proches de la fermeture de couche  $N = 82$ . C'est le cas des noyaux de néodyme vers les masses 140, dans lesquels un certain nombre d'isomères a déjà été mis en évidence [Fer08, MV80]. La connaissance de ces états isomériques est riche d'information sur la structure de ces noyaux et constitue un bon test pour les modèles existants. Dans cette partie, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude d'états isomériques dans les noyaux  $^{138-140}\text{Nd}$ .

#### III.1.a $^{140}\text{Nd}$

Au début des années 1980, deux états isomériques sont d'ores et déjà connus à bas spin dans ce noyau. En effet, en plus d'un état de spin  $7^-$  à 2222 keV ( $T_{1/2} = 0.6$  ms), ce noyau présente un état isomérique de spin  $10^+$  à 3622 keV observé et mesuré par Merdinger *et al.* [Mer80]. Entre 1980 et 1987, plusieurs études permettent de fixer le temps de vie de ce niveau autour de 30 ns (Merdinger *et al.* [Mer80] mesurent 22 ns et 32(1) ns et Gülmez *et al.* [Gül87], 25(8) ns).

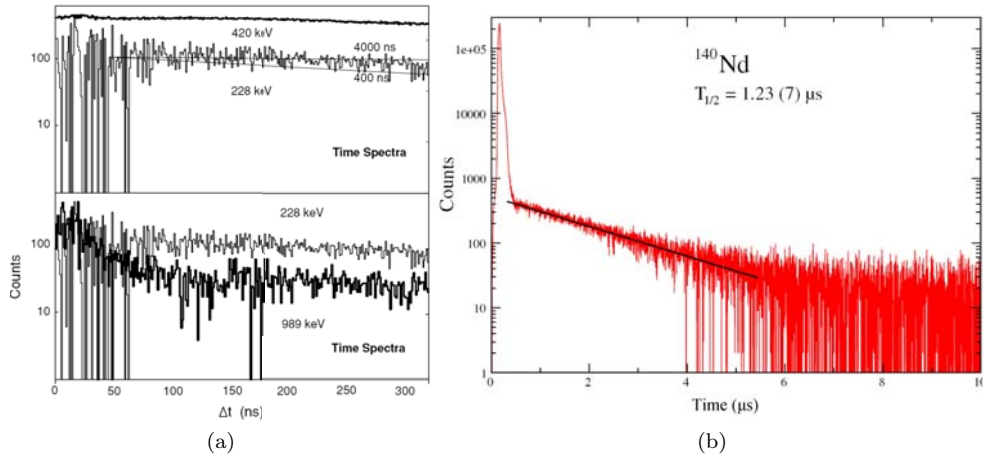


FIGURE III.1 – Spectres en temps des transitions en dessous de l'isomère  $20^+$  à 7393 keV du  $^{140}\text{Nd}$  obtenus dans les études de (a) Pettrache *et al.* [Pet06] en 2006 et (b) Ferraton *et al.* [Fer08] en 2008.

En 2006, un nouvel état isomérique a été découvert grâce à une expérience réalisée à iThemba LABS en Afrique du Sud [Pet06]. Les noyaux  $^{140}\text{Nd}$  étaient produits par la réaction  $^{126}\text{Te}(^{18}\text{O}, 4n)$  à 70 MeV. La cible de  $^{126}\text{Te}$  de 400  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  était disposée sur un

support en or de telle sorte que les noyaux de reculs soient stoppés dans la cible ou le support. De ce fait, tout le rayonnement  $\gamma$ , qu'il soit prompt ou issu de la décroissance était enregistré par les détecteurs autour de la cible. Deux dispositifs de détection étaient utilisés : le spectromètre  $\gamma$  AFRODITE composé de 8 détecteurs en germanium type clover avec enceintes anti-Compton et 6 détecteurs segmentés LEPS. La période du cyclotron étant de 80 ns, seul un pulse sur 5 a été sélectionné pour obtenir un temps minimum de 400 ns entre deux réactions. Cette étude a révélé l'existence de deux nouveaux états à 7430 keV et 7393 keV, tous deux étant désexcités par des transitions retardées. Le temps de vie n'a pas pu être déterminé par cette étude, mais un intervalle a pu être donné, de 400 ns à 4000 ns. Cette étude a également permis d'établir le schéma de niveaux partiel présenté sur la figure FIG. III.2.

L'assignation en spin de ces 2 transitions a pu être réalisée en considérant les estimations de probabilités de transition de Weisskopf [Wei51]. Cette méthode permet d'estimer le temps de vie à partir de l'énergie de la transition et du nombre de nucléons du noyau considéré. Nous donnons dans le tableau TAB. III.1 les formules permettant de déterminer l'estimation de la probabilité de transition en fonction de la nature (électrique ou magnétique) et de la multipolarité de la transition.

Ordre multipolaire	Probabilité de transition $\lambda$ en $s^{-1}$	
	électrique	magnétique
1	$1.02 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$	$3.15 \times 10^{13} E_\gamma^3$
2	$7.28 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$	$2.24 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$
3	$3.39 \times 10 A^2 E_\gamma^7$	$1.04 \times 10 A^{4/3} E_\gamma^7$
4	$1.07 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$	$3.27 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$
5	$2.40 \times 10^{-12} A^{10/3} E_\gamma^{11}$	$7.36 \times 10^{-13} A^{8/3} E_\gamma^{11}$

TABLE III.1 – *Formules de Weisskopf [Wei51] pour estimer les probabilités de transition selon la nature de la transition, et en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  de la transition, en MeV, et du nombre de nucléons du noyau considéré.*

A partir de ces formules, nous pouvons discuter des assignations des niveaux à 7430 keV et 7393 keV du  $^{140}\text{Nd}$  vis-à-vis de la comparaison des temps de vie obtenus expérimentalement et par estimation de Weisskopf. Considérons d'abord l'état de plus haute énergie, il est désexcité par deux transitions, à 228 keV et 1027 keV, vers les niveaux  $18^-$  et  $17^-$  respectivement. L'estimation du temps de vie est de 19  $\mu\text{s}$  pour une transition de type M2 de 228 keV et de 21 ns pour un caractère E2. Seul le temps de 19  $\mu\text{s}$  peut



s'accorder avec le temps de vie mesuré dont la limite inférieure a été fixée à 400 ns lors de l'expérience de 2006. Pour la transition à 1027 keV, l'estimation de Weisskopf indique un temps de vie de 0,84  $\mu\text{s}$  et 7,2 ms pour une transition E3 et M3 respectivement. Les deux temps de vie sont compatible, néanmoins, en accord avec l'étude des deux transitions, à cet état est assigné un spin et une parité  $I^\pi = 20^+$ .

Par ailleurs, cet état est supposé être désexcité par une troisième transition, de très basse énergie (37 keV), alimentant l'état à 7393 keV. Sur des considérations similaires, cette transition est interprétée comme une transition E2. Ceci a pour conséquence de fixer l'état à 7393 keV à un spin et parité  $18^+$ . Par conséquent, les quatre transitions qui désexcitent cet état ont des durées de vie estimées à moins de 1 ns. De ce fait, la présence de ces transitions dans les spectres retardés serait uniquement due au fait que cet état est alimenté via la désexcitation de l'état isomérique  $20^+$  à 7430 keV.

Une étude complémentaire a été menée par Ferraton *et al.* [Fer08] sur ce noyau et a permis de mesurer le temps de vie de cet état isomérique. En effet, une expérience réalisée auprès de l'accélérateur Tandem de l'IPN Orsay a permis d'étudier des isotopes de Nd. Les noyaux produits l'ont été via la réaction  $^{126}\text{Te}(^{18}\text{O}, xn)$  où le faisceau d'oxygène avait une énergie de 75 MeV. La cible de Te, d'une épaisseur de 400  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , étant déposée sur un support en or de 10  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , les noyaux sont arrêtés dans la cible. Par conséquent la décroissance sera enregistrée par les détecteurs entourant la cible. Les rayonnements  $\gamma$  sont enregistrés par un clover et trois détecteurs Ge coaxiaux, tous entourés de boucliers anti-Compton. Pour déduire le temps de vie des isomères, les temps de détection des gammas ont été mesurés par rapport aux pulses du faisceau. Cette expérience a confirmé que les niveaux d'énergie 7430 keV et 7393 keV avaient le même temps de vie apparent. Pour extraire le temps de vie de cet isomère, la faible statistique a imposé de sommer les spectres en temps de quatre transitions se trouvant dans la cascade de décroissance de l'isomère, à savoir les transitions à 120, 182, 188 et 258 keV (FIG. III.1(b)). Une durée de vie de 1,23(7)  $\mu\text{s}$  a été obtenue qui corrobore bien l'analyse faite dans l'étude précédente sur les temps de vie estimée par la méthode de Weisskopf et l'assignation en spin et parité des nouveaux états. Par contre, l'analyse des spectres en coïncidence entre  $\gamma$  prompts et retardés n'a pas permis de découvrir les transitions alimentant ce niveau isomérique.

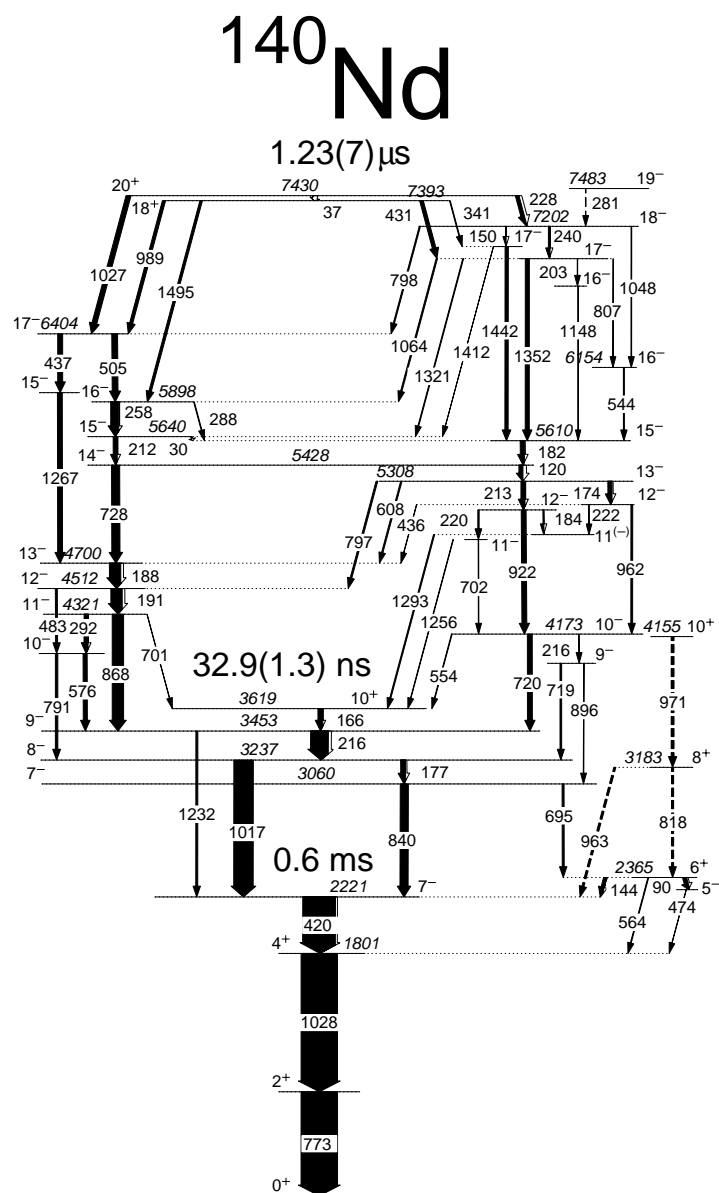


FIGURE III.2 – Schéma de niveaux partiel du  $^{140}\text{Nd}$  en dessous de l'isomère  $20^+$  à 7393 keV. Le schéma a été établi par l'étude de Pettrache et al. [Pet06] et le temps de vie de l'isomère  $20^+$  a été mesuré par Ferraton et al. [Fer08].

III.1.b  $^{139}\text{Nd}$ 

Le premier état isomérique découvert dans le noyau  $^{139}\text{Nd}$  se situe à très bas spin. En effet, cet état est de spin  $\frac{11}{2}^-$  avec une durée de vie longue de 5,5 heures. Cet isomère décroît ensuite vers l'état fondamental  $\frac{3}{2}^+$  (cf. FIG. III.4). En 1980, Müller-Veggian *et al.* [MV80] présentent un travail sur les noyaux  $^{138,139}\text{Nd}$ . Ces noyaux étaient produits grâce à un faisceau de particules alpha de 85 MeV envoyé sur une cible de  $^{140}\text{Ce}$ . Le schéma de niveaux établi à l'époque avait pu être confirmé et complété jusqu'au spin  $I = \frac{29}{2}$  grâce à une étude de spectres de coïncidence  $\gamma-\gamma$ . Les auteurs mentionnent également la découverte d'un second état isomérique au dessus du niveau de spin  $\frac{19}{2}^+$  mais qui n'a pas pu être observé directement. Son existence a été déduite de l'étude de spectres en coïncidence avec des composantes retardées. En effet, les transitions désexcitant cet état présentent une composante retardée comme l'illustre le spectre en temps de la transition à 665 keV montré sur la figure FIG. III.3(a). Cela a permis de fixer une limite inférieure au temps de vie de cet isomère,  $T_{\frac{1}{2}} > 141$  ns.

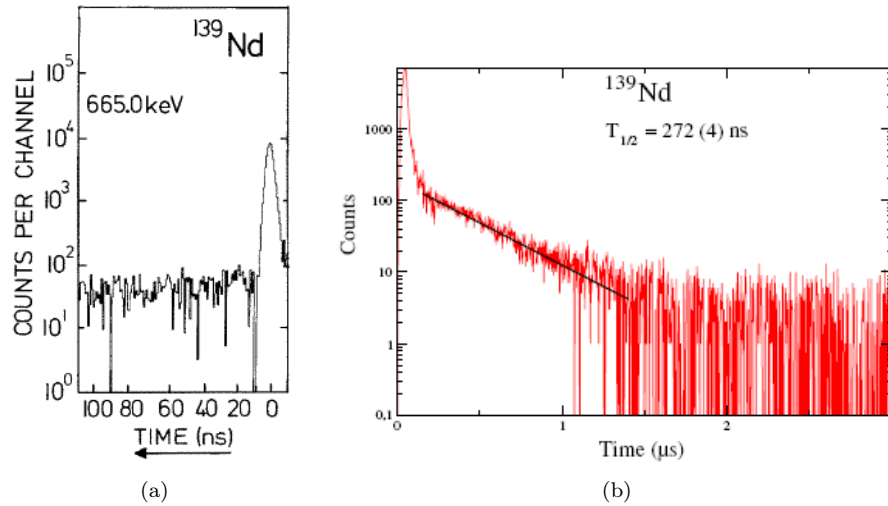


FIGURE III.3 – Spectres en temps des transitions désexcitant l'isomère au dessus du niveau  $\frac{19}{2}^+$  du  $^{139}\text{Nd}$  établis par les études (a) de Müller-Veggian *et al.* [MV80] en 1980 et (b) de Ferraton *et al.* [Fer08] en 2008.

Il a fallu attendre 2008 et l'étude de Ferraton *et al.* [Fer08] pour avoir une évaluation du temps de vie de cet isomère. Le dispositif utilisé était le même que celui décrit précédemment pour l'étude du noyau  $^{140}\text{Nd}$  par le même auteur. Cette expérience a permis de confirmer que seules les transitions en dessous de l'état  $\frac{19}{2}^+$  ont une composante retar-

dée, mais n'a pas encore permis de trouver de transitions désexcitant l'état isomérique vers ce niveau. De ce fait, l'énergie du niveau isomérique n'a pas pu être déterminée. En revanche, son temps de vie a été déduit du spectre en temps de la transition à 1071 keV montré sur la figure FIG. III.3(b) et a été établi à 272(4) ns.

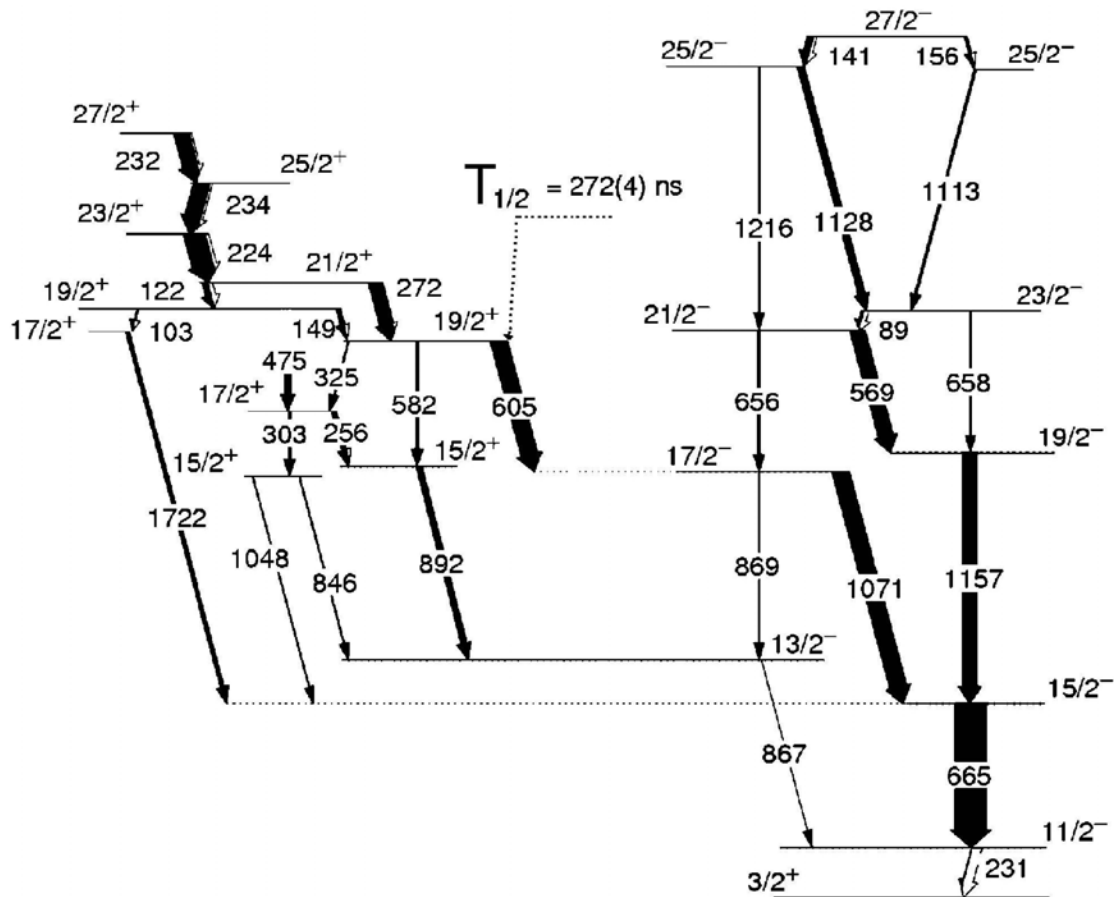


FIGURE III.4 – Schéma de niveaux partiel du  $^{139}\text{Nd}$  autour de l'isomère [Fer08].

### III.1.c $^{138}\text{Nd}$

De manière similaire à l'isomère au dessus du niveau de spin  $\frac{19}{2}^{+}$  du  $^{139}\text{Nd}$ , la durée de vie de l'état isomérique a d'abord été mesurée avant que le niveau ne soit identifié énergétiquement. En effet, en 1975, N. Yoshikawa [Yos75] annonce la découverte d'un état isomérique dans le  $^{138}\text{Nd}$  dont il a pu mesurer la durée de vie de 0,41(5)  $\mu\text{s}$ . Grâce à l'étude des spectres  $\gamma$  retardés, il a montré que l'état isomérique se situait au dessus

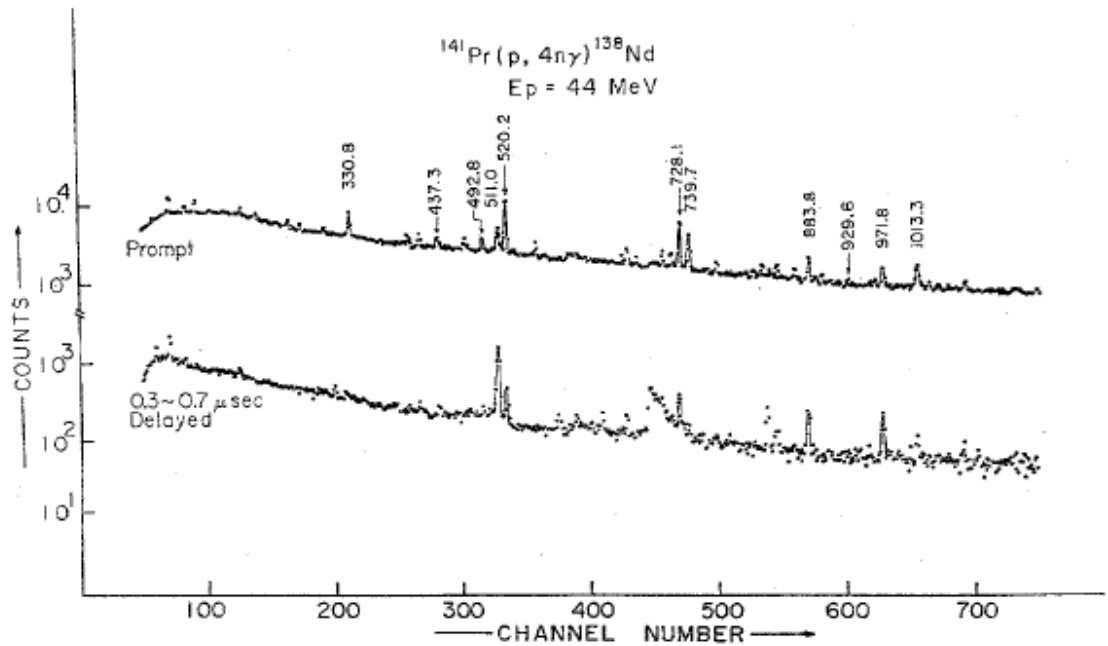


FIGURE III.5 – Spectre  $\gamma$  prompt et retardé du  $^{138}\text{Nd}$  montrant l'existence d'un état isomérique au dessus du niveau à 3130 keV [Yos75].

d'un niveau à 3103 keV. Il démontre aussi que ce niveau ne peut pas être isomérique lui-même puisque la transition à 972 keV désexcitant ce niveau est présente dans le spectre  $\gamma$  prompt (FIG. III.5). Ce sont Müller-Veggian *et al.* [MV79] qui découvriront l'état isomérique lui-même. Les spectres des transitions retardées en coïncidence avec celles déjà connues sous l'isomère ont permis de mettre en évidence une transition de 66,6 keV. Cette transition a été identifiée comme isomérique ce qui fixe l'énergie de l'isomère à 3171,6 keV. Deux études [MV80, DA94] ont ensuite permis de découvrir l'alimentation de cet état isomérique et d'aboutir au schéma de niveaux présenté sur la figure FIG. III.6

#### III.1.d Positionnement de notre expérience

Comme nous venons de le voir, des états isomériques sont connus à diverses précisions dans les trois isotopes de néodyme présentés précédemment. L'isomère du  $^{138}\text{Nd}$  est le mieux caractérisé puisque son temps de vie, son énergie et les transitions l'alimentant sont établies. Celui du  $^{139}\text{Nd}$  est, quant à lui, le moins connu des trois puisque seul son temps de vie a pu être déterminé. La connaissance de l'état isomérique du  $^{140}\text{Nd}$  doit

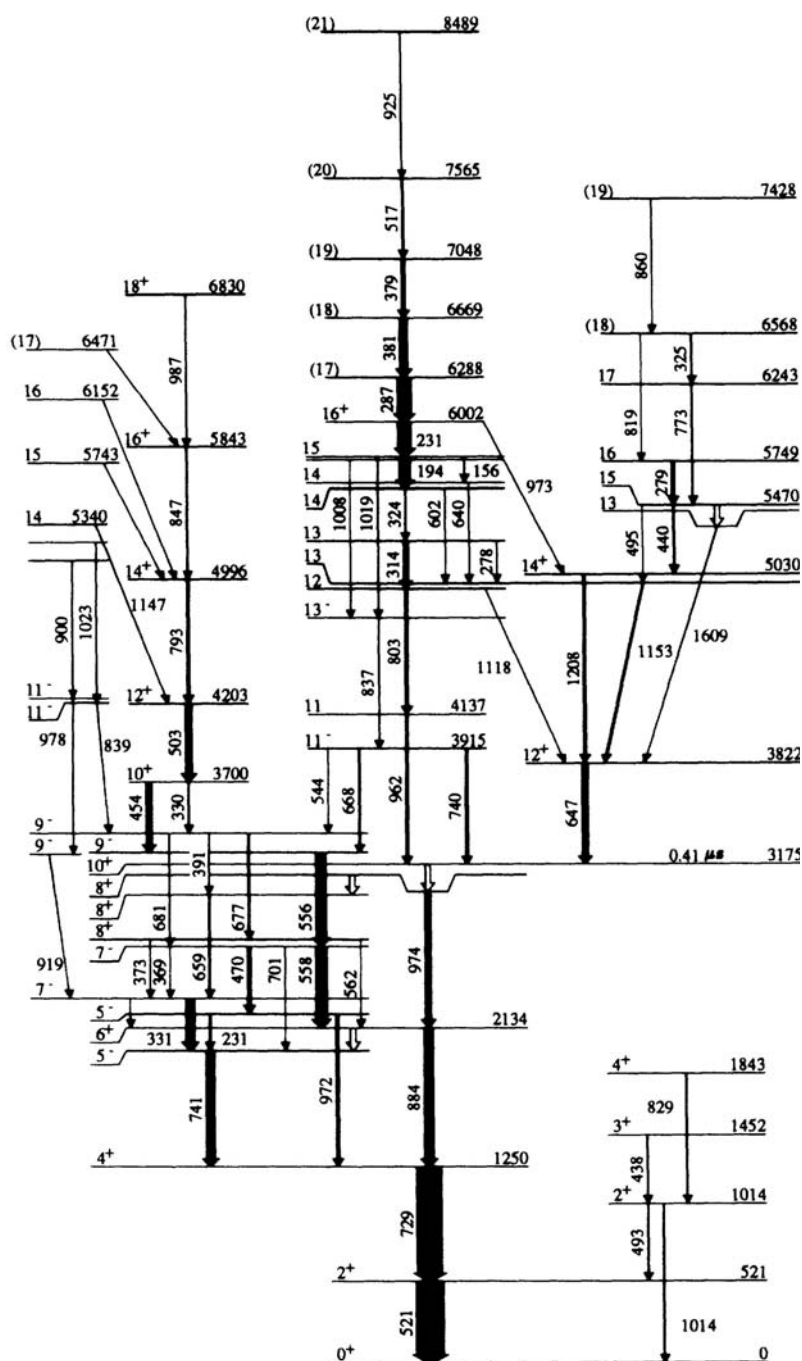


FIGURE III.6 – Schéma de niveaux du  $^{138}\text{Nd}$  déduit de l'étude de De Angelis et al. [DA94]. Le temps de vie de  $0.41 \mu\text{s}$  est extrait de [MV80].

également être étendue en cherchant les transitions se désexcitant vers celui-ci.

Dans toutes les études qui ont été présentées ici, l'épaisseur de l'ensemble cible-support impliquait l'arrêt du noyau de recul au niveau de la chambre de réaction. Ceci impose que le rayonnement prompt et retardé soit détecté par les mêmes détecteurs, ce qui peut compliquer l'analyse. L'expérience qui est décrite dans ce chapitre a l'originalité et l'avantage d'utiliser une cible mince afin de laisser les noyaux formés sortir de la cible et aller s'implanter dans une autre aire d'analyse. Les  $\gamma$  prompts sont ainsi détectés autour de la cible tandis que les  $\gamma$  retardés issus de la décroissance des isomères sont détectés au plan focal. La séparation spatiale est alors un atout pour découvrir les différentes voies d'alimentation des niveaux isomériques.

## III.2 Dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée à Jyväskylä en Finlande en août 2009 (durée  $\approx 10$  jours) auprès du multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  JUROGAM II et du spectromètre de recul RITU. L'objectif de cette expérience était d'explorer l'existence d'états isomériques prédits théoriquement dans les isotopes de néodyme riches en neutrons.

### III.2.a Production des isotopes

Les noyaux d'intérêt de cette expérience ont été produits via la réaction de fusion-évaporation  $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}^*$ . Le faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  était fourni par l'accélérateur cyclotron K130 (intensité faisceau 40 enA - 4 pnA) puis envoyé sur une cible mince ( $0.735 \text{ mg/cm}^2$ ) de  $^{96}\text{Zr}$ . L'épaisseur de la cible a été choisie de telle sorte que les résidus d'évaporation puissent en sortir pour être transportés jusqu'au plan focal via le spectromètre RITU. Les noyaux  $^{139}\text{Nd}$  et  $^{140}\text{Nd}$  ont été peuplés majoritairement en fixant l'énergie de bombardement à 180 MeV. En effet, à cette énergie, les voies d'évaporation privilégiées sont les voies 4 et 5 neutrons comme le suggère le résultat de la simulation evapOR [Gav80] (TAB. III.2). Ce tableau présente les sections efficaces de production simulées des différents résidus d'évaporation créés pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$  à 180 MeV. Cette simulation tient également compte de l'énergie perdue dans la cible. En effet, en spécifiant la perte maximum, ici environ 9 MeV, evapOR intègre la dispersion en énergie des projectiles résultant de la traversée de la cible. Nous constatons que deux noyaux sont produits majoritairement, les noyaux  $^{139}\text{Nd}$  et  $^{140}\text{Nd}$  avec une intensité relative d'environ 35%.

Noyau	%	$\sigma$ (mb) EvapOR
$^{139}\text{Nd}$	38.6	272
$^{140}\text{Nd}$	32.7	230
$^{138}\text{Nd}$	14.2	100
$^{136}\text{Ce}$	3.6	25
$^{139}\text{Pr}$	3.5	24.9
$^{137}\text{Ce}$	2.8	20
$^{141}\text{Nd}$	1.2	8.5

TABLE III.2 – *Sections efficaces de formation, simulées par evapOR, des différents noyaux résiduels lors de la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{144}_{60}\text{Nd}^*$  à 180 MeV avec perte maximale d'énergie de 9 MeV dans la cible*

### III.2.b Ensemble de détection

L'existence d'états isomériques dans les noyaux temporise la séquence de décroissance et il est possible de définir deux composantes dans le rayonnement émis, une prompte et une retardée. L'idéal est alors de détecter ces deux composantes séparément et pour cela d'utiliser un dispositif expérimental comprenant deux aires de mesure distinctes spatialement. Pour ce faire, nous avons utilisé un spectromètre de recul permettant de transporter les noyaux de la chambre de réaction où ils sont produits à une seconde aire d'analyse, comme illustré sur la figure FIG. III.7. Le multidétecteur JUROGAM II est placé autour de la cible où les résidus d'évaporation sont produits et émettent un rayonnement gamma prompt. Ensuite, les noyaux sortent de la cible et sont transportés jusqu'au plan focal où ils sont détectés puis implantés dans un détecteur en silicium. Autour de ce plan focal sont disposés deux types de détecteurs germanium pour recueillir les gammas issus de la décroissance des états isomériques : un détecteur planaire et trois clovers segmentés.

### Détection des $\gamma$ : Principe et JUROGAM II

**Interaction  $\gamma$ -matière** Un photon, lorsqu'il traverse la matière, peut interagir de trois manières principales. L'importance relative des trois phénomènes va dépendre de l'énergie incidente des gammas et du matériau considéré, comme le montre la figure FIG. III.8(a) pour le germanium. Les trois interactions sont illustrées sur la figure FIG. III.8 et sont détaillées ci-dessous.

- L'effet photoélectrique est prépondérant à basse énergie ( $h\nu < 200$  keV pour le



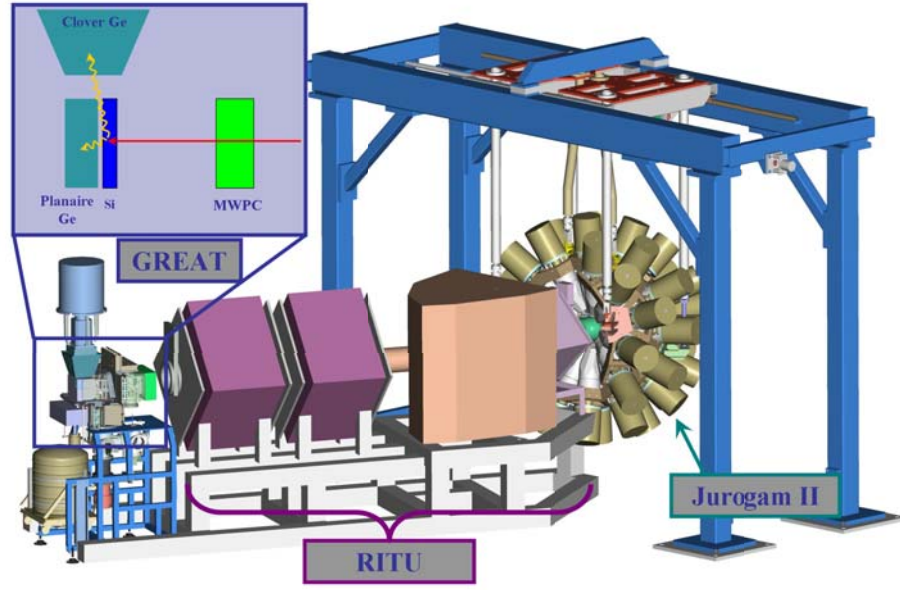


FIGURE III.7 – Schéma du dispositif expérimental de l'expérience. JUROGAM II est situé autour de la chambre de réaction où les noyaux sont produits. Puis les noyaux sortent de la cible et sont transportés via RITU jusqu'au plan focal où se situe l'ensemble de détection GREAT.

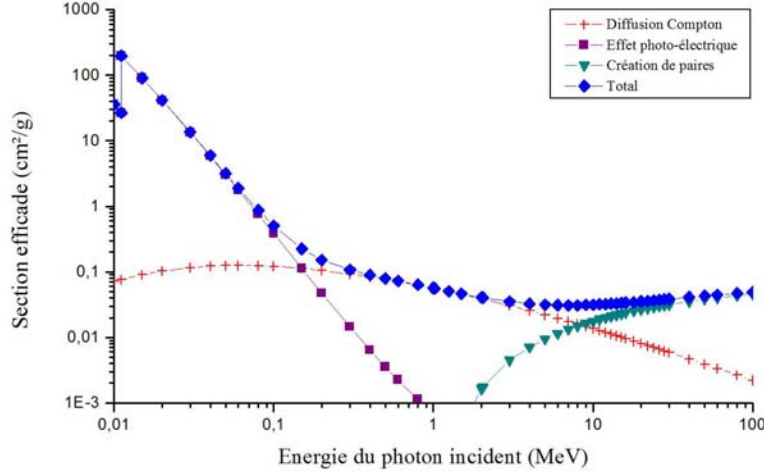
Ge). Lors de ce processus, le photon va être absorbé par le milieu qui va émettre un électron d'énergie égale à celle du photon incident diminuée de l'énergie de liaison de l'électron. Ce dernier va déposer son énergie rapidement et ainsi on aura accès à l'énergie totale du  $\gamma$  incident.

- Dans le cas du germanium, l'effet Compton domine pour des énergies allant de 200 keV à quelques MeV et consiste en une diffusion du photon sur un électron peu lié du milieu. Le photon communique alors une partie de son énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique tandis que le photon résiduel est diffusé à un angle  $\theta$  avec une énergie  $h\nu'$ . La loi de conservation de l'énergie et de l'impulsion donne alors :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{Eq. III.1})$$

Nous pouvons déduire l'énergie maximale que peut emporter l'électron :

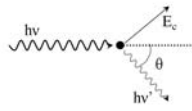
$$T_e^{max} = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_e c^2} \quad (\text{Eq. III.2})$$



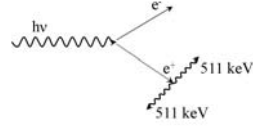
(a)



(b) Effet photoélectrique



(c) Effet Compton



(d) Création de paires

FIGURE III.8 – Sections efficaces des interactions photon-matière pour le germanium en fonction de l'énergie du photon incident (a) et schéma des trois interactions majeures d'un photon avec la matière : (b) effet photoélectrique, (c) effet Compton, et (d) création de paires électron-positron.

Dans ce cas, nous n'avons pas accès à l'énergie totale du photon. En effet, le photon diffusé peut s'échapper du cristal de détection et l'énergie déposée ne sera pas l'énergie totale du photon. Dans quelques cas, le gamma peut réaliser des diffusions Compton multiples suivies d'un effet photoélectrique et ainsi alimenter le pic de pleine énergie.

- Le dernier processus mis en jeu dans la détection des photons est la création de paires et implique la matérialisation du photon en une paire électron-positron. Ceci va imposer une énergie seuil puisque pour que ce phénomène soit énergétiquement possible, il faut que l'énergie initiale du photon soit supérieure à deux fois la masse de l'électron. Ensuite, le positron va se recombiner avec un électron du milieu et donner deux photons de chacun 511 keV émis à  $180^\circ$  l'un de l'autre. Dans le cas où les deux photons de recom-

binaison sont absorbés dans le détecteur, on récupère la totalité de l'énergie incidente du photon. Mais il se peut que l'un des photons ou les deux, s'échappe du détecteur et donne un pic à  $E_{inc} - 511$  keV (pic de simple échappement) ou  $E_{inc} - 1.022$  MeV (pic de double échappement).

La probabilité d'interaction d'un  $\gamma$  avec la matière est proportionnelle à la densité du matériau rencontré. Pour une meilleure efficacité de détection, il convient donc d'utiliser un matériau très dense. Il y a cependant un autre facteur influençant le choix du matériau. C'est sa capacité à rendre compte très précisément de l'énergie déposée dans un détecteur. Le germanium permet un bon compromis entre efficacité et précision et c'est le matériau constitutif de la plupart des détecteurs de spectroscopie  $\gamma$ .

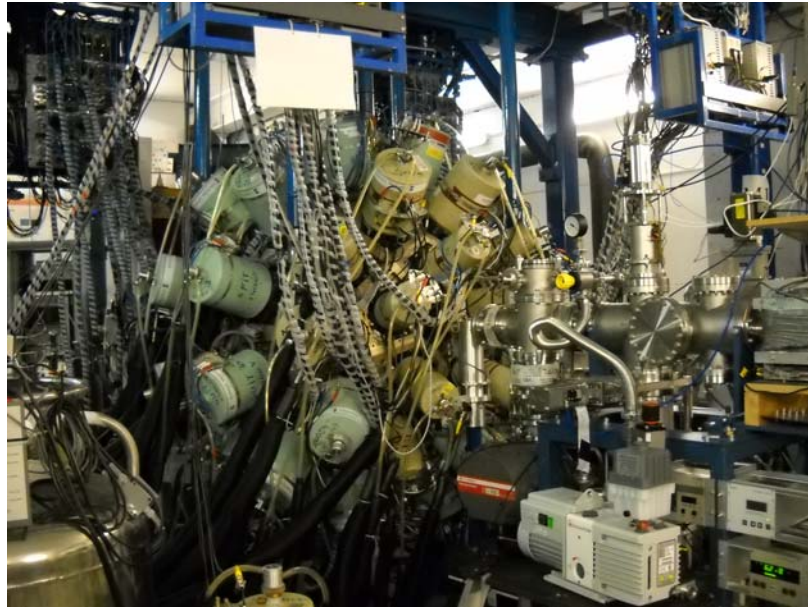


FIGURE III.9 – Photographie du multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  JUROGAM II [Jur].

**Détection des  $\gamma$  prompts** Le détecteur JUROGAM II [Jur] est un multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  composé de 39 détecteurs en germanium haute pureté entourés d'enceintes en BGO (FIG. III.9). Ces enceintes, aussi appelées boucliers anti-Compton, entourent chaque détecteur et vont servir de veto pour les  $\gamma$  qui ne déposeraient pas la totalité de leur énergie dans le germanium. Elle sont composées de  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO), matériau très dense et avec une très grande efficacité de détection. Ainsi, chaque rayonnement  $\gamma$  qui, suite à une ou plusieurs diffusions Compton dans le germanium, interagit

dans le BGO est supprimé de l'analyse. En effet, cela signifie qu'il n'a pas déposé toute son énergie dans le détecteur et donc ne contribue pas au pic de pleine énergie mais au bruit de fond. Parmi les 39 détecteurs de JUROGAM II, 24 sont des clovers, segmentés géométriquement en 4 cristaux, et les 15 autres sont de type Eurogam Phase 1 constitués d'un cristal unique. Les clovers sont disposés en deux couronnes symétriques autour des angles  $\theta = 90^\circ$  (12 à  $75.5^\circ$  pour la première couronne et 12 à  $104.5^\circ$  pour la seconde), l'angle  $\theta = 0^\circ$  étant défini par la direction du faisceau. Les détecteurs Phase 1 sont quant à eux répartis sur deux couronnes plus à l'arrière : une couronne de 10 détecteurs à  $133.57^\circ$  et une seconde couronne de 5 détecteurs à  $\theta = 157.6^\circ$ .

### Le spectromètre de recul RITU et détecteurs du plan focal

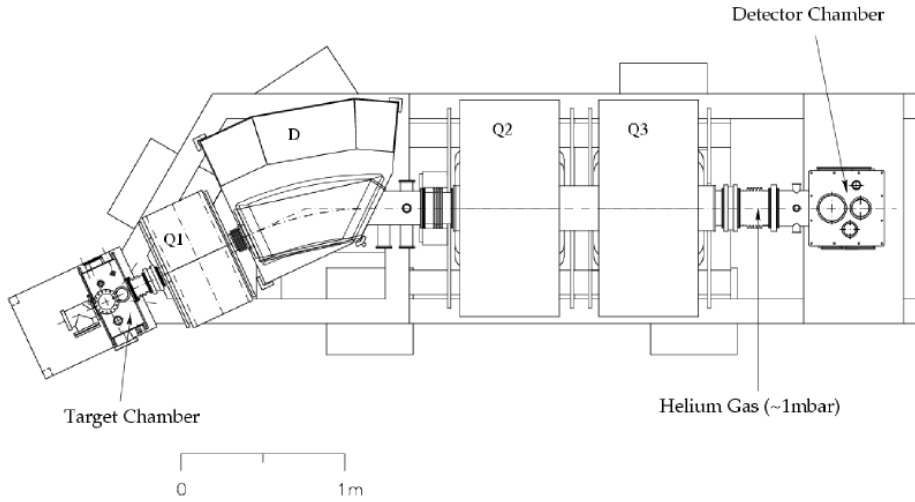


FIGURE III.10 – Schéma du spectromètre de recul RITU [Lei95, Lei97].

Le spectromètre RITU [Lei95, Lei97], pour Recoil Ion Transport Unit, est un séparateur de recul à gaz situé à la sortie de la chambre de réaction. Il est utilisé pour séparer les ions de recul produits lors de la réaction de fusion-évaporation des ions du faisceau primaire. Il est basé sur une configuration Dipôle Quadrupôle Quadrupôle (DQQ) magnétique classique complétée par un quadrupôle vertical, ce qui donne au final une configuration de type quadrupôle vertical, dipôle, quadrupôle horizontal, quadrupôle vertical ( $Q_V D Q_H Q_V$ ) comme illustré sur la figure FIG. III.10. Le premier quadrupôle permet une meilleure focalisation du faisceau à l'entrée du dipôle augmentant ainsi l'acceptance du spectromètre (10 msr). Le dipôle assure la séparation des résidus d'évaporation du faisceau résiduel. Et enfin, les deux quadrupôles refocalisent les ions pour qu'ils soient

implantés au plan focal.

RITU permet de transporter les noyaux résidus d'évaporation en quelques centaines de nanosecondes (ici environ 500 ns) jusqu'au plan focal où ils sont implantés. Le temps que mettent les noyaux à parcourir la distance cible - plan focal va imposer une contrainte sur la durée de vie des isomères observables. En effet, un isomère ayant une durée de vie 10 fois plus petite que le temps de parcours aura presque totalement décru avant de s'implanter. En conséquence, les isomères ayant une durée de vie inférieure à 50 ns ne seront pas observés au plan focal. Dans cette expérience, les deux isomères qui nous intéressent principalement ont des durées de vie de 272 ns et 1.23  $\mu$ s, ce qui est tout à fait compatible avec le temps de parcours de 500 ns.

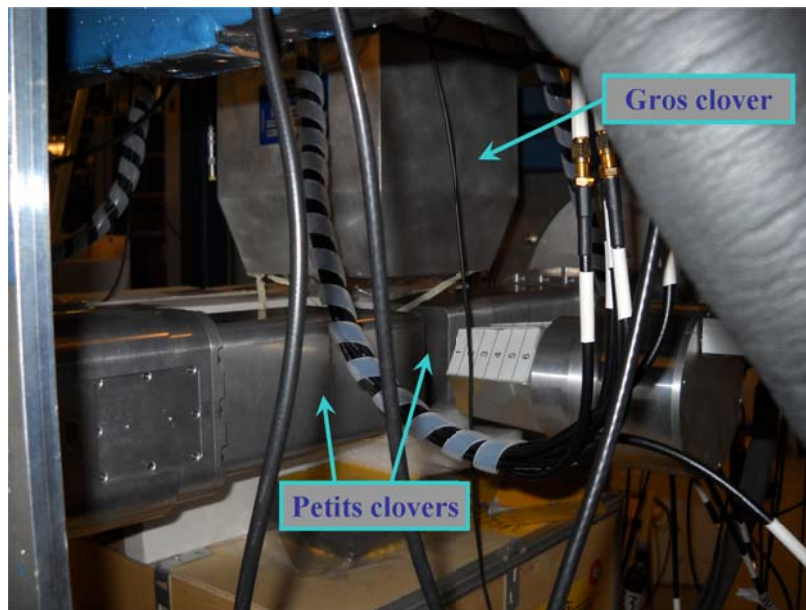


FIGURE III.11 – Photographie des clovers du plan focal, on aperçoit le gros clover à la verticale, et les deux petits clovers disposés face à face horizontalement. On notera également que le détecteur hexagonal montré ici n'a pas été utilisé dans cette expérience.

Au plan focal de RITU sont disposés les détecteurs du spectromètre GREAT (Gamma-rays, Recoils, Electrons, Alphas, Tagging) [gre]. GREAT, dont un schéma simple est donné sur la figure FIG. III.7, est composé de plusieurs détecteurs en silicium ou germanium pour étudier la désexcitation des noyaux de recul. A la sortie de RITU, les noyaux s'implantent dans un détecteur en silicium doublement segmentée (Double-Side Silicon Strip Detectors, DSSDs). Ce détecteur peut, en outre, servir à la détection de particules chargées issues de décroissance radioactive, notamment dans l'étude de noyaux super-

lourd pour laquelle l'ensemble GREAT est également utilisé. Ici, nous n'avons pas utilisé cette information puisque nous n'avons pas étudié les voies de décroissance radioactive. En amont de ce détecteur silicium, se trouve un compteur proportionnel à fils (Multi Wire Proportional Counter, MWPC) donnant une information sur la position du noyau. Ce compteur sert de référence en temps ( $T_0$ ) pour les événements de cette expérience, mais aussi de signal start pour la mesure du temps de vol, le silicium étant le signal stop. Situé 3 mm après le détecteur en silicium se trouve un détecteur germanium planaire segmenté de 12 cm sur 6 cm avec une épaisseur de 1,5 cm. Il est composé de  $24 \times 12$  segments, donnant ainsi une taille des segments de 0,5 cm. Afin de limiter l'atténuation des rayons X et des gammas de basse énergie, la fenêtre d'entrée en béryllium a une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$ . Ce détecteur est ainsi dédié à la mesure des rayonnements X et  $\gamma$  de basse énergie. En ce qui concerne le rayonnement  $\gamma$  plus énergétique, un clover germanium segmenté physiquement en quatre cristaux (gros clover) est situé juste au dessus de la chambre de GREAT. De plus, le dispositif a été complété pour cette expérience de deux clovers Ge segmentés (petits clovers) positionnés de part et d'autre de GREAT afin d'augmenter l'efficacité de détection des gammas de haute énergie (cf FIG. III.11).

### III.2.c Les événements

L'acquisition des données est conditionnée par la présence, dans le flot de données, d'un événement remarquable, fixé ici sur la détection du passage d'un ion dans le détecteur à gaz et d'au moins un gamma dans JUROGAM II. Le temps  $T_0$  est ainsi fixé par la détection du passage de l'ion et la fenêtre d'enregistrement des données est prise à  $[-3 \mu\text{s}, +10 \mu\text{s}]$ . Par conséquent, tous les rayonnements arrivant dans JUROGAM II sont enregistrés lorsqu'ils sont détectés entre 3  $\mu\text{s}$  avant et 10  $\mu\text{s}$  après l'arrivée d'un résidu d'évaporation dans le gaz. Il en est de même pour les gammas du plan focal. Ceci donne donc une fenêtre de mesure de décroissance des isomères de 10  $\mu\text{s}$  après l'implantation. Compte tenu de la durée de vie des isomères d'intérêt, à savoir 272 ns pour le  $^{139}\text{Nd}$  et 1.23  $\mu\text{s}$  pour le  $^{140}\text{Nd}$ , cette fenêtre de temps va permettre d'observer la majeure partie de la décroissance des dits isomères. Cette fenêtre permet également d'éviter le recouvrement entre deux événements distincts. En effet, le taux d'événements est de 13 000 evt/s, ce qui équivaut à un événement toutes les 80  $\mu\text{s}$  environ. On constate donc, qu'en moyenne, les événements seront collectés individuellement.

La durée de collection des événements de décroissance des isomères étant limitée à 10  $\mu\text{s}$ , nous imposons une limite haute à la gamme des durées de vie des isomères accessibles. De ce fait, nous obtenons, compte tenu de la limite imposée par RITU et celle-ci,

une gamme de 50 ns à quelques dizaines de microsecondes pour les isomères dont la durée de vie pourra être déterminée dans cette expérience.

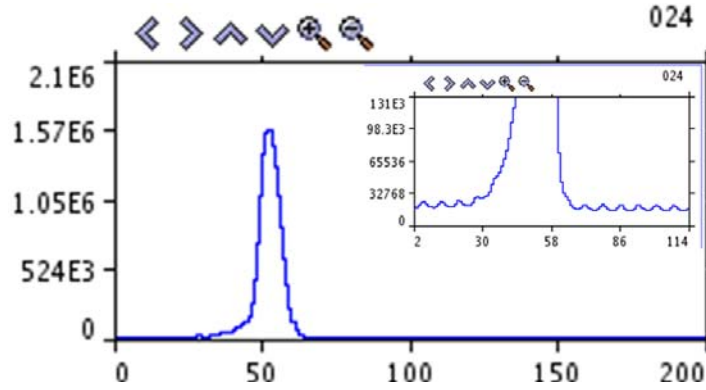


FIGURE III.12 – *Spectre en temps d'un clover de JUROGAM II. Dans l'encart, nous apercevons de petits pics régulièrement espacés de 80 ns correspondant aux pulsations du faisceau.*

Par ailleurs, les événements sont étiquetés avec un temps absolu ("timestamp"). Ce système a l'avantage de diminuer le temps mort des détecteurs dû à l'électronique, mais l'inconvénient de ne pas donner de référence en temps commune à tous les détecteurs. Les détecteurs ont chacun un temps de réponse qui leur est propre. En ce qui concerne les détecteurs de JUROGAM II, entre le plus prompt et le plus lent, il y a environ 300 ns d'écart au niveau des temps de réponse. De plus, les spectres en temps des détecteurs montrent qu'un événement couvre en moyenne cinq pulsations du faisceaux (FIG. III.12), soit une largeur de la base du signal de 400 ns. En conséquence, nous aurons donc environ 700 ns entre le début en temps d'un événement pour le détecteur le plus rapide et la fin du même événement pour le détecteur le plus lent de JUROGAM II. Enfin, si nous tenons compte du temps de parcours des résidus d'évaporation dans RITU (650 ns en moyenne à  $0.8 \text{ cm.ns}^{-1}$ ), nous obtenons de l'ordre de  $2 \mu\text{s}$  entre le début des événements dans JUROGAM II et l'implantation de l'ion au plan focal. Ceci explique le choix de la borne basse de la fenêtre choisie à  $-3 \mu\text{s}$  pour la construction des événements.



### III.3 Mise en forme des données brutes

#### III.3.a La calibration en énergie

Les données brutes contiennent, entre autres, l'information du nombre de photons détectés en fonction d'un numéro de canal. Ce numéro de canal est relié à l'énergie qu'a déposée la particule dans le détecteur. La première étape de mise en forme des données va donc être d'obtenir la correspondance entre numéro de canal et énergie du photon détecté. Ceci est l'étape de calibration en énergie. Pour ce faire, nous avons utilisé deux types de source :  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu} - ^{133}\text{Ba}$ . La source de  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5.27$  ans) présente deux raies  $\gamma$  intenses aux énergies de 1173 keV et 1333 keV et va permettre une première calibration linéaire de l'énergie. Il s'agit donc ici de déterminer, pour chaque détecteur, les coefficients d'une équation de type Eq. III.3 à partir de la position des deux pics de la source de cobalt.

$$E_{\text{canal}} = a_0 N_{\text{canal}} + b_0 \quad (\text{Eq. III.3})$$

Cette étape est faite de manière automatisée en important les spectres dans le logiciel d'analyse de données ROOT [Bru] décrit au chapitre VI, en faisant une recherche automatique de pics et en calculant l'équation de la droite trouvée. La pré-calibration au cobalt permet d'avoir une bonne approximation de la relation liant l'énergie et le numéro du canal mais ne permet pas de reproduire la réponse, non linéaire, de certains composants de la chaîne d'acquisition des détecteurs (ADC, modules de pré-amplification et d'amplification par exemple). Il est ainsi recommandé d'utiliser une relation quadratique de type Eq. III.4.

$$E_{\text{canal}} = a_1 N_{\text{canal}}^2 + b_1 N_{\text{canal}} + c_1 \quad (\text{Eq. III.4})$$

Pour cela, il convient d'utiliser une source de rayonnements  $\gamma$  couvrant une gamme en énergie plus large et présentant un nombre de pics plus important. C'est le cas de la source  $^{152}\text{Eu} - ^{133}\text{Ba}$  que nous avons utilisée. Cette étape peut également être semi-automatisée à l'aide d'algorithmes de recherche de pics et d'ajustement. Dans notre cas, une recherche de pics à partir du spectre non calibré de la source d'Eu-Ba est effectuée. Les pics ainsi repérés sont schématisés sur le spectre par un triangle rouge ( $\blacktriangledown$ ) comme illustré sur la figure FIG. III.13. Ensuite, les positions "théoriques" des pics sont calculées à partir des coefficients de pré-calibration et des énergies tabulées des raies de la source. Ces positions sont elles aussi repérées sur le spectre ( $\bullet$ ) pour une vérification visuelle. Enfin, une comparaison est faite entre la position théorique et le pic réel, et lorsqu'un pic, et un seul, correspond avec une position calculée, il est retenu pour ajuster la fonction quadratique. Il a été imposé un minimum de cinq pics, dont au moins un à basse énergie



et un à haute énergie, pour calculer les coefficients de calibration de chaque détecteur. Plus précisément, la calibration, lorsqu'il s'agit de clovers ou du détecteur planaire, est effectuée par cristaux ou par segments respectivement.

Cette étape de calibration a été réalisée en début et en fin d'expérience afin de vérifier que

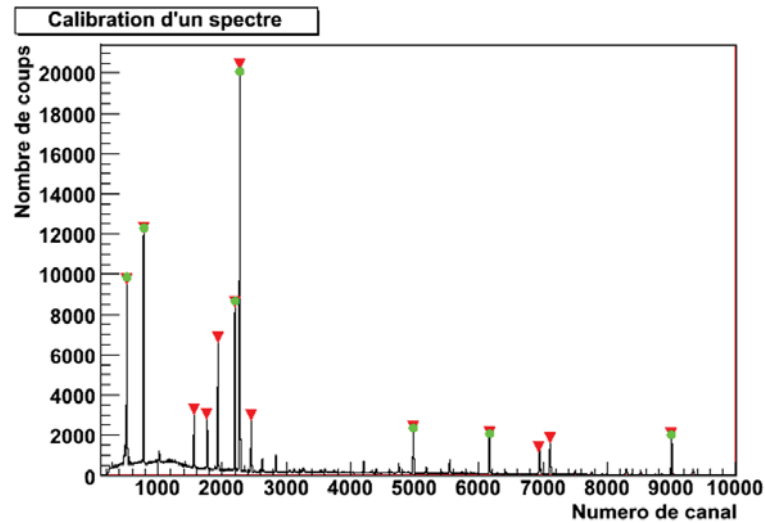


FIGURE III.13 – *Spectre non calibré d'un détecteur de JUROGAM II. La méthode de calibration consiste en une recherche automatique de pics (▼) puis en une comparaison avec la position calculée à l'aide des coefficients de pré-calibration (●). Les pics de basse énergie mentionnés pour le calcul des coefficients de calibration sont ceux correspondant aux canaux inférieurs à 1000.*

l'éventuelle dérive des détecteurs au cours du temps ne dégrade pas la qualité des données. En effet, il se peut qu'un détecteur, à la suite d'un incident (problème de refroidissement par exemple), modifie légèrement sa réponse. Il en résulte un décalage des pics par rapport à leurs positions de départ. Cela nécessite alors de vérifier si le décalage influe ou non sur la résolution du pic. Si la résolution est dégradée, il a été décidé d'exclure ce détecteur de l'analyse. Au final, après étude de chaque cristal ou segment, ont été supprimés de l'analyse, deux cristaux de clovers du plan focal (sur 12), 1 segment en X du détecteur planaire (sur 24), deux détecteurs phase 1 (sur 15) et 4 cristaux de clovers JUROGAM II (sur 96). Nous pouvons noter également qu'un clover est tombé en panne en tout début d'expérience et qu'il a été absent jusqu'à la fin.

L'énergie détectée va, pour un noyau en mouvement au moment de l'émission du

photon, dépendre de la vitesse du noyau de recul de la manière suivante :

$$E_{\text{détecté}}(\gamma) = E_0(\gamma)(1 + \beta \cos \theta), \quad (\text{Eq. III.5})$$

où  $E_{\text{détecté}}(\gamma)$  est l'énergie apparente du rayonnement détecté émis selon un angle  $\theta$ ,  $E_0(\gamma)$  est l'énergie absolue, corrigée de l'effet Doppler, et enfin  $\beta = \frac{v}{c}$  est la vitesse du noyau au moment de l'émission, exprimée ici en fraction de la vitesse de la lumière  $c$ . Dans notre expérience, la vitesse moyenne des noyaux de recul est de 0.0279  $c$ . Cet effet Doppler est corrigé au moment de la relecture des données.

### III.3.b Relecture et construction des événements

Une fois que les données brutes ont été calibrées, vient l'étape de relecture et reconstruction des événements. Cela consiste à indiquer comment les données doivent être traitées et organisées afin d'obtenir des données exploitables et analysables. Dans cette expérience, ce travail a été réalisé grâce au programme d'analyse GRAIN [Rah08].

#### GRAIN

GRAIN a été conçu pour fonctionner avec un système d'acquisition sans trigger de type TDR (Total Data Readout) [Laz01]. Ce système d'acquisition a été élaboré afin de diminuer le temps mort électronique notamment préjudiciable dans le cas d'expérience de spectroscopie après décroissance ou de combinaison entre spectroscopie prompte et après décroissance (Recoil Decay Tagging, RDT). En effet, ce genre d'expériences nécessite une fenêtre en temps assez large pour enregistrer toute la décroissance. Par conséquent, le temps mort est élevé et fait perdre autant de données. Pour pallier ce manque, a été créé un système d'acquisition appelé TDR (Total Data Readout), dans lequel tous les signaux des différents détecteurs sont enregistrés individuellement. Toutes les données sont lues et enregistrées de manière asynchrone et étiquetées d'un temps absolu (timestamp). Les données brutes sont donc constituées d'une chaîne de données non structurée, non filtrée mais ordonnée en temps. Ceci a également l'avantage d'offrir une grande souplesse d'analyse puisque les événements sont construits hors ligne. Les corrélations spatiales et temporelles nécessaires pour former les événements ainsi que l'application de filtres supprimant les données indésirables (diffusion Compton, empilement...) doivent ainsi être opérées après coup, lors de la relecture des données brutes.

C'est dans ce but qu'a été conçu GRAIN, à savoir : relire, trier puis analyser les

données brutes issues d'une acquisition TDR. Il a été pensé tout d'abord pour l'analyse en ligne des données auprès du séparateur RITU mais aussi pour faciliter la relecture, la reconstruction et l'analyse hors ligne des données. Comme dit précédemment, le flot de données brutes n'est pas filtré des données indésirables contrairement aux systèmes d'acquisition traditionnels. Il faut donc au préalable de la construction de l'événement, nettoyer les données des événements vétés BGO et d'empilement. Par exemple, pour ce qui est de la suppression anti-Compton à la position cible, une corrélation est faite entre les informations fournies par les boucliers anti-Compton et par les cristaux de germanium afin de supprimer toute donnée ayant eu une interaction dans le bouclier en BGO.

Après cette étape de nettoyage des données, les événements peuvent être reconstruits. Pour cela, GRAIN dispose de deux types de "trigger" selon le type d'expériences étudiée :

- Pour les expériences où seuls les rayonnements prompts sont enregistrés, une condition est mise sur la multiplicité, c'est à dire qu'il impose un certain nombre de détecteurs touchés en un laps de temps défini. Ceci est plutôt aisé puisque les données sont déjà ordonnées en temps, il suffit donc de compter le nombre de  $\gamma$  dans une période donnée. Dans ce cas, il convient de spécifier la multiplicité minimum désirée ainsi que la largeur de la fenêtre en temps.
- Dans le cas qui est le nôtre, à savoir une expérience de type RDT, la reconstruction des événements est basée sur la structure en temps du flot de données. En effet, dans ces expériences, l'implantation d'un ion au plan focal permet de définir une structure en temps de type avant, instantané, retardé. Comme les données sont ordonnées en temps, il suffit de repérer un élément contenant un événement "trigger", puis de construire l'événement autour en incorporant tous les éléments du flot compris dans une fenêtre de temps donnée. On aura ainsi construit un événement "centré" sur l'implantation de l'ion et comprenant les  $\gamma$  prompts émis avant l'implantation ainsi que les  $\gamma$  retardés issus de la décroissance. Les paramètres à renseigner à GRAIN sont donc le canal servant de condition, ainsi que le délai de la fenêtre en temps et sa largeur.

Une fois indiqué comment reconstruire les événements à partir du flot de données, GRAIN peut alors organiser les données et tracer les spectres ou matrices nécessaires à l'analyse. Le fonctionnement général de GRAIN est illustré sur la figure FIG. III.14. On voit qu'il est basé sur une utilisation à la fois interactive à partir de l'interface graphique, et non interactive à partir de fichiers d'entrée.

Les fichiers d'entrée vont permettre d'indiquer, par exemple, les coefficients de ca-

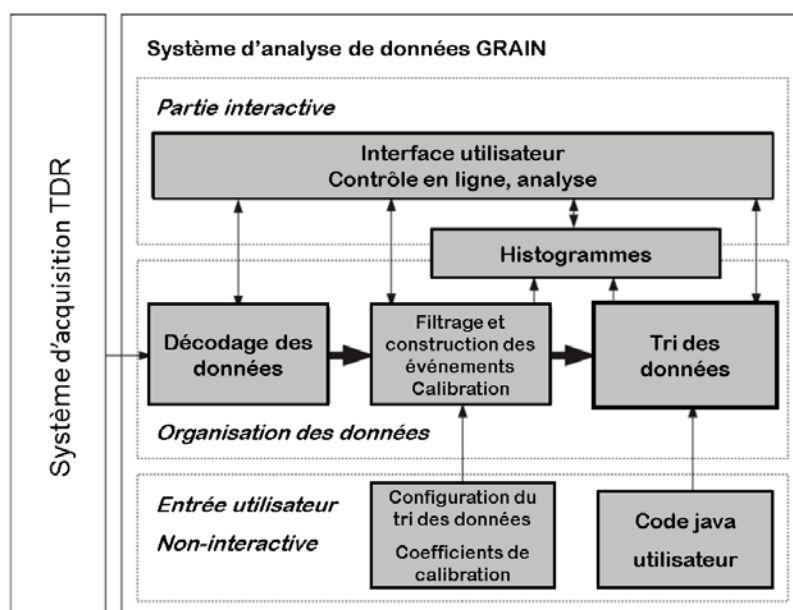


FIGURE III.14 – Schéma explicatif du fonctionnement de GRAIN [Rah08]. Le système d'acquisition transmet le flot de données brutes à GRAIN qui va successivement décoder, filtrer et trier les données en tenant compte des informations fournies par l'utilisateur (calibration) de manière interactive ou non.

libration afin d'obtenir les spectres en énergie directement. On renseigne également les algorithmes Java à exécuter en entrée de GRAIN pour indiquer quelles données vont être tracées.

L'interface graphique, quant à elle, est organisée en panneaux contenant une arborescence permettant de naviguer entre les différents histogrammes, une fenêtre pour l'affichage des spectres, ou des informations sur la progression de l'exécution ou sur les résultats demandés. Outre les fonctions de visualisation, GRAIN dispose d'outils d'intégration et d'ajustement gaussien ou exponentiel pour les histogrammes 1D. Pour les matrices, il est possible de réaliser des projections en vue de réalisation de spectres conditionnés. Enfin, il est naturellement possible d'exporter les différents histogrammes (1D ou 2D) pour une analyse par d'autres applications telles que ROOT.

### Algorithmes de sommation pour les clovers

Comme dit précédemment, GRAIN fonctionne avec plusieurs fichiers d'entrée pour spécifier par exemple de quelle manière doivent être ordonnées les données brutes. La programmation qui gère cette interface étant le langage orienté objet JAVA, les macros

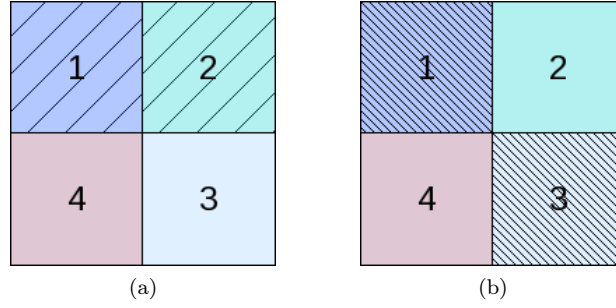


FIGURE III.15 – *Illustration de l'algorithme d'addback dans le cas d'une multiplicité deux. Dans le cas (a) les deux cristaux touchés sont adjacents et sont considérés comme un seul  $\gamma$  tandis que dans le cas (b) les cristaux sont diagonaux.*

de relecture des données sont elles aussi en JAVA. Il a donc été implémenté des macros d'analyse permettant de construire différents spectres et matrices. C'est également dans ces programmes que sont implémentés les algorithmes de sommation (également appelés "addback"). Ils permettent de reconstruire l'énergie totale d'un rayon gamma qui aurait effectué une diffusion Compton d'un cristal de Ge vers un autre cristal du détecteur. Ici, nous ne sommes en présence que de clovers composés de quatre cristaux, mais il a été décidé de traiter les clovers de JUROGAM II différemment des clovers du plan focal.

★ **Clovers de JUROGAM II** Pour JUROGAM II, la procédure de sommation distingue plusieurs cas selon la multiplicité de l'événement :

- Dans le cas où la multiplicité est de 1, l'événement est considéré comme un événement de type photopie, c'est-à-dire comme un gamma unique,
- Si la multiplicité est de 2, il y a une distinction suivant les cristaux touchés (cf. FIG. III.15). Si les cristaux ont un côté en commun, l'énergie des deux cristaux est sommée et considérée comme un  $\gamma$  unique. Si par contre, les deux cristaux touchés sont disposés en diagonale, ils sont considérés comme deux rayonnements  $\gamma$  différents,
- Si la multiplicité est supérieure, l'énergie déposée dans tous les cristaux est sommée et enregistrée comme un seul  $\gamma$ .

★ **Clovers du plan focal** Pour ce qui est des clovers du plan focal, il a été décidé de réaliser une sommation ne faisant aucune distinction suivant la multiplicité. L'algorithme implémenté ici a pour effet de sommer l'énergie de tous les cristaux touchés, quelque soit le

cristal touché et sa position. Cela ne diffère du cas de JUROGAM II que pour la multiplicité deux. En effet, dans le cas présent, si deux cristaux sont touchés, aucune différence n'est faite entre les cas de cristaux adjacents et de cristaux diagonaux. Cela peut présenter un risque puisque la probabilité de diffusion Compton entre cristaux est proportionnelle à la surface de contact et que celle-ci est minimale pour les cristaux diagonaux. Il se peut alors qu'il s'agisse de deux rayonnements  $\gamma$  différents arrivés en même temps dans le même clover. Après avoir vérifié que cela ne dégradait pas les spectres, nous avons choisi de négliger la probabilité qu'il s'agisse de deux gammas distincts.

### III.3.c Outils d'exploitation des matrices

Maintenant que nous avons créé des spectres ou des matrices à l'aide de GRAIN, vient l'étape d'analyse des données physiques. Pour cela, nous avons choisi de travailler dans l'environnement ROOT puisqu'il est particulièrement adapté pour l'analyse de données, mais aussi parce que des développements ont été réalisés dans le groupe Matière Nucléaire de Lyon afin de faciliter l'analyse. Une fois ce choix réalisé, il a fallu exporter les données, généralement des matrices, vers ROOT. Cela était d'autant plus naturel que GRAIN dispose d'un outil d'export en format ascii. Il a donc suffi d'implémenter dans ROOT une macro capable de relire un fichier ascii et de le transformer en un histogramme 2D en gardant les paramètres initiaux de la matrice.

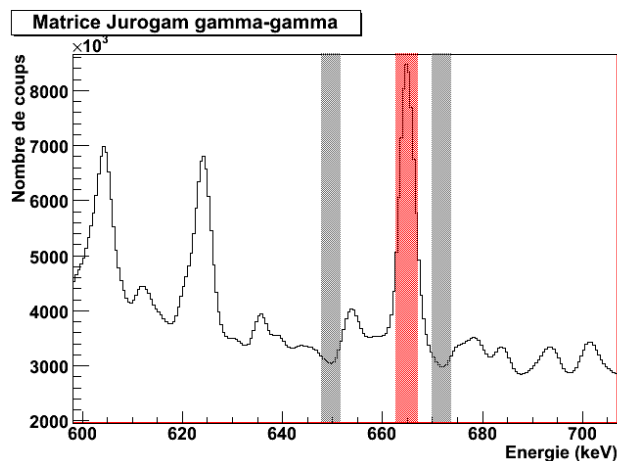


FIGURE III.16 – *Illustration de la méthode graphique implémentée dans GammaWare pour obtenir un spectre des transitions en coïncidence avec un pic d'énergie donnée, ici 665 keV. La fenêtre rouge définit le pic dont nous souhaitons obtenir le spectre en coïncidence et les deux fenêtres grises définissent le fond Compton à soustraire de la projection.*

Une fois cet export réalisé, l'étape d'analyse à proprement parler peut commencer. Comme mentionné précédemment, un outil a été développé dans le groupe Matière Nucléaire de Lyon pour aider l'analyse en spectroscopie  $\gamma$  : GammaWare [Ste]. Cet outil permet, entre autres, l'analyse interactive de matrices symétriques, matrices  $\gamma - \gamma$  par exemple. Cela consiste à définir graphiquement une fenêtre de coïncidence sur un axe de la matrice puis à réaliser la projection sur l'autre axe de cette matrice afin d'obtenir un spectre de toutes les transitions en coïncidence avec ce pic. Un exemple de cette méthode est montré sur la figure FIG. III.16. Il s'agit d'une projection de la matrice brute fond non-soustrait montrant l'intensité des transitions en fonction de leur énergie. Ici, nous désirons obtenir un spectre des rayonnements gammas en coïncidence avec la transition à 665 keV. Ainsi, on sélectionne ce pic, montré en rouge sur la figure. On peut noter également qu'en sélectionnant ce pic, nous avons inclus une partie du fond Compton et par conséquent, nous aurons, sur notre spectre final, les transitions en coïncidence avec le fond, ce qui se manifestera par la présence d'une fraction du spectre brut en surplus. Pour s'affranchir de cette contamination par le fond, il est également possible de définir deux fenêtres de part et d'autre du pic d'intérêt en vue d'une soustraction de fond (en gris sur la figure). De cette manière, nous obtenons un spectre des transitions réellement en coïncidence avec le pic d'intérêt.

Un autre type de soustraction de fond a été utilisé sur des matrices  $\gamma - \gamma$  JUROGAM II. Cette technique est inspirée de la soustraction de fond Radford [Rad95a] qui consiste à évaluer la contribution de la diffusion Compton au bruit de fond. Le fond Compton est alors ajusté par rapport à une projection de la matrice brute puis soustrait.

En complément des matrices réalisées et analysées grâce aux outils décrits précédemment, nous avons utilisé les données issues d'une expérience ayant eu lieu quelques années auparavant avec une réaction identique à une énergie de 195 MeV (180 MeV pour l'expérience JUROGAM II) [Pet05]. Le faisceau était alors délivré par le l'accélérateur de type tandem du Vivitron de l'Institut de Recherches Subatomique de Strasbourg. Les rayonnements  $\gamma$  était alors détecté par le spectromètre EUROBALL [Sim97]. Parmi un total de 239 cristaux, 230 ont été utilisés dans cette expérience. L'information sur la multiplicité a pu être obtenu grâce au 210 détecteurs en BGO de la "boule interne". Les événements ont été enregistrés avec comme condition qu'un minimum de 11 détecteurs BGO ainsi qu'au moins 4 cristaux de Ge soient touchés. Après pré-traitement des données (suppression Compton et addback), cette expérience a permis d'obtenir un total de  $1.5 \times 10^9$  événements de multiplicité supérieure ou égale à 3. Les données ont ainsi été organisées en cube qui a été analysé à l'aide du logiciel RADWARE [Rad95b]. Nous

nous servirons de ces données notamment pour différencier les transitions d'un doublet ou déterminer l'ordre des transitions dans un schéma de niveaux.

### III.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, après une description des motivations et du descriptif expérimental de l'expérience JR87, nous avons abordé différentes facettes du travail de pré-analyse puis d'analyse d'une expérience de spectroscopie  $\gamma$ .

Nous avons en effet commencé par montrer en quoi le dispositif expérimental mis en œuvre à Jyväskylä pouvait permettre d'enrichir les connaissances concernant les états isomériques des noyaux de néodyme vers les masses 140. L'association du multidétecteur JUROGAM II, du spectromètre de recul RITU et du dispositif de détection GREAT va permettre de séparer spatialement des gammas prompts et retardés. Ceci revient à séparer le rayonnement passant par l'isomère de celui qui désexcite instantanément le noyau. Nous pourrons ainsi construire le schéma de niveaux au-dessus des isomères.

Ensuite, nous avons décrit en détail le dispositif utilisé ainsi que les caractéristiques des événements produits. Une des caractéristiques de cette expérience est qu'elle utilise une électronique TDR et que par conséquent la mise en forme des données est faite entièrement hors ligne (hormis le filtre en ligne fixé sur la détection d'un ion au plan focal). Ce travail de reconstruction a été effectué grâce à l'application GRAIN [Rah08] qui permet de transformer le flot de données brutes en entités physiques. Pour cela, un algorithme d'addback pour les clovers du plan focal a été implémenté dans GRAIN. Ensuite, nous avons exporté les différentes matrices produites vers ROOT pour l'analyse des résultats et divers outils liés à cette analyse ont été présentés, notamment les procédures de soustraction de fond pour les spectres conditionnés.

Nous allons donc maintenant pouvoir nous intéresser aux résultats émergeant de cette analyse.



## Chapitre IV

# Résultats de l'expérience sur les isomères dans les noyaux de néodyme

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les motivations, ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour l'expérience sur la recherche de nouvelles transitions autour des états isomériques des isotopes de néodyme proche de  $N = 82$ . Deux aires distinctes de mesure ont été utilisées afin de séparer le rayonnement prompt de celui étant émis après désexcitation des niveaux isomériques. Nous allons, dans le présent chapitre, développer les résultats qui ont émergé des données obtenues à Jyväskylä. Cet exposé se découpera en trois parties, dont une première où nous montrerons comment nous avons pu extraire les temps de vie avec précision à partir des détecteurs du plan focal. Dans un deuxième temps, nous verrons comment la mise en corrélation des données promptes et de celles du plan focal nous a permis d'enrichir les connaissances des isomères des noyaux  $^{140,139,138}\text{Nd}$ . Enfin, nous aborderons les résultats sur des bandes non reliées au reste du schéma connu, mais dont nous montrerons qu'elles alimentent les niveaux isomériques.

### Sommaire

---

<b>IV.1 Noyaux produits et temps de vie des isomères . . . . .</b>	<b>71</b>
IV.1.a Nombre d'événements et multiplicité . . . . .	71
IV.1.b Identification des isomères et mesure du temps de vie . . . . .	72
IV.1.c Temps de vie des isomères produits . . . . .	76
IV.1.d $^{139}\text{Pr}$ . . . . .	77
<b>IV.2 Corrélations entre rayonnement prompt et retardé . . . . .</b>	<b>78</b>
IV.2.a Transition d'alimentation du niveau $20^+$ du noyau $^{140}\text{Nd}$ . . .	79

IV.2.b	Positionnement en énergie du niveau isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$	82
<b>IV.3</b>	<b>Bandes flottantes dans les isotopes <math>^{138-140}\text{Nd}</math></b>	<b>88</b>
IV.3.a	$^{140}\text{Nd}$	88
IV.3.b	$^{139}\text{Nd}$	89
IV.3.c	$^{138}\text{Nd}$	90
<b>IV.4</b>	<b>Interprétation des résultats expérimentaux</b>	<b>93</b>
IV.4.a	Discussion de l'état isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$ au dessus du niveau $19/2^+$	93
IV.4.b	Apport des nouvelles transitions dans le noyau $^{139}\text{Nd}$	94
<b>IV.5</b>	<b>Conclusion du chapitre</b>	<b>97</b>

---

## IV.1 Noyaux produits et temps de vie des isomères

Le couplage, dans le dispositif expérimental, du spectromètre de recul RITU et des détecteurs du plan focal permet de détecter le rayonnement issu de la décroissance des niveaux isomériques séparément du rayonnement prompt. Ceci va nous permettre d'identifier facilement les états isomériques peuplés et d'extraire efficacement leurs caractéristiques, comme par exemple leur durée de vie. C'est ce que nous détaillerons dans cette partie, en commençant par une présentation statistique des données. Ensuite, nous identifierons les différents isomères présents ainsi que leur durée de vie.

### IV.1.a Nombre d'événements et multiplicité

Nous commençons par un point quantitatif général sur les données et notamment sur la statistique obtenue. Nous détaillerons successivement le nombre d'événements collectés ainsi que les multiplicités détectées dans chacun des détecteurs.

Nous avons déjà vu dans le chapitre III que le taux d'événements était d'environ un ion implanté toutes les 80  $\mu$ s. Le nombre total d'événements collectés durant toute la durée de l'expérience est de  $5 \times 10^9$ . Cela correspond au nombre d'ions résidus d'évaporation s'étant implantés dans le plan focal. Il est évident que les rayonnements  $\gamma$  générés par tous ces noyaux ne seront pas systématiquement détectés par l'ensemble de détection. Pour être complet, ce taux d'événements doit être associé à celui des événements de type  $\gamma$  dans JUROGAM II ou au plan focal. Ces derniers peuvent être obtenus soit de manière absolue, en nombre de rayonnements détectés globalement, soit en fonction de la multiplicité. Il s'agit du nombre de photons détectés pour une même cascade de désexcitation. Nous obtenons ainsi le nombre d'événements pour une multiplicité donnée.

La distribution de multiplicité obtenue avec le multidétecteur JUROGAM II, situé autour de la cible, est indiquée sur la figure FIG. IV.1. Il s'agit de la multiplicité pour un fichier de données de 2 GB représentatif statistiquement. Un tel fichier correspond à  $\sim 7.4 \pm 0.1 \times 10^6$  événements d'implantation d'ions de recul, et à  $\sim 1.4 \pm 0.1 \times 10^7$  rayonnements  $\gamma$  en moyenne ayant interagi dans JUROGAM II. Nous pouvons noter ici que 760 fichiers de la sorte ont été enregistrés lors de l'expérience. Si l'on s'intéresse à la distribution de ces événements selon leur multiplicité, nous constatons que pour la majorité des événements, la multiplicité est de 1 ou 2, sans différence significative entre les deux. Ce grand nombre d'événements de multiplicité 2 ou plus nous permettra dans la suite de construire des matrices  $\gamma - \gamma$  pour JUROGAM II.

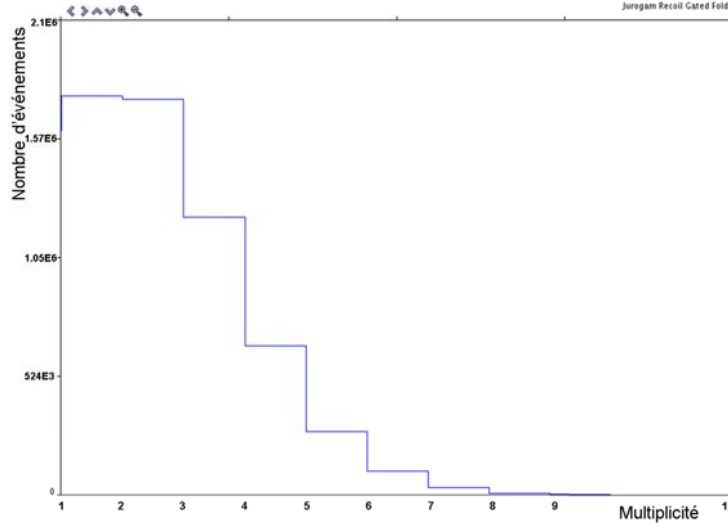


FIGURE IV.1 – *Distribution de multiplicité pour le multidétecteur JUROGAM II. Données pour un fichier de 2Gb.*

En ce qui concerne les détecteurs germanium du plan focal, le taux d'événements est considérablement réduit à cause de la faible couverture angulaire des détecteurs. De ce fait, nous ne donnerons que des rapports entre multiplicité 1 et 2, toujours pour le cas d'un fichier de 2 GB. Pour les clovers du plan focal, ce rapport vaut 3.5 avec  $\sim 600\,000$  événements de multiplicité égale à 1. Dans le cas du détecteur planaire, il monte à 5.4 avec cette fois  $\sim 440\,000$  événements de multiplicité 1. Malgré le faible nombre d'événements doubles, nous avons pu construire des matrices  $\gamma - \gamma$  pour chacun des deux ensembles de détection du plan focal, à savoir les clovers et le détecteur planaire.

Nous pouvons noter ici qu'un algorithme de sommation des rayonnement  $\gamma$  a été appliqué aux trois clovers du plan focal mais pas au détecteur planaire malgré la diffusion des rayonnements d'un segment à l'autre qui a pu être observé lors de l'analyse.

#### IV.1.b Identification des isomères et mesure du temps de vie

Afin de caractériser les isomères qui ont été formés lors de la réaction, nous allons maintenant nous intéresser à la détermination de la durée de vie des isomères. Pour rappel, la loi de décroissance est donnée par la formule suivante :

$$I(t) = I_0 e^{-\lambda t}, \quad (\text{Eq. IV.1})$$

avec  $I$  et  $I_0$ , le nombre de rayonnement émis au temps  $t$  et  $t_0$  respectivement, et  $\lambda$ , la constante de temps. La durée de vie est ensuite déduite de cette constante de temps par  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ .

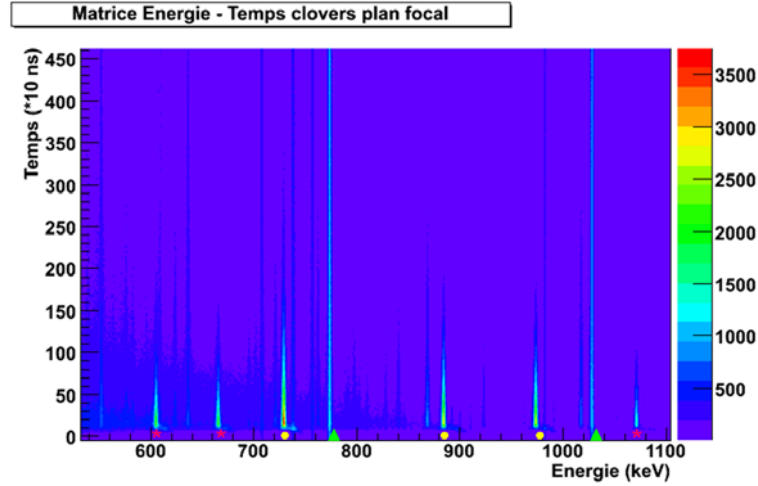


FIGURE IV.2 – Matrice énergie-temps des clovers du plan focal. Trois isomères sont observés sur cette figure, qui sont repérés par les symboles suivants :  $\star$   $^{139}\text{Nd}$ ,  $\bullet$   $^{138}\text{Nd}$ , et  $\blacktriangle$   $^{140}\text{Nd}$ .

Pour déterminer cette caractéristique expérimentalement, il nous faut connaître l'évolution du nombre de rayonnements gamma émis pour une énergie considérée en fonction du temps. Cette information est extraite des spectres en temps  $N_\gamma = f(t)$ , eux-mêmes obtenus en construisant des matrices énergie-temps avec les données des détecteurs du plan focal. A chaque photon détecté au plan focal, nous remplissons un histogramme à deux dimensions dont l'un des axes est l'énergie du rayonnement émis, et l'autre est le temps auquel il a été détecté, ce temps étant défini par rapport à l'implantation de l'ion. L'énergie des rayonnements détectés dans les clovers du plan focal utilisées dans ces matrices ont été corrigées de l'algorithme d'addback décrit à la section III.3. Un extrait d'une telle matrice est montré sur la figure FIG. IV.2 pour les clovers du plan focal. Nous voyons d'ores et déjà un certain nombre d'isomères apparaître à partir de l'allure des raies de décroissance. Typiquement, cette portion de matrice montre 3 états isomériques de temps de vie différents correspondant à des états appartenant à trois isotopes de Nd et repérés par des symboles différents ( $\star$   $^{139}\text{Nd}$ ,  $\bullet$   $^{138}\text{Nd}$ , et  $\blacktriangle$   $^{140}\text{Nd}$ ).

L'étape suivante consiste à établir à quel noyau appartiennent les raies de décroissance observées. Pour cela, nous avons utilisé des matrices  $\gamma - \gamma$  du plan focal, puisqu'elles

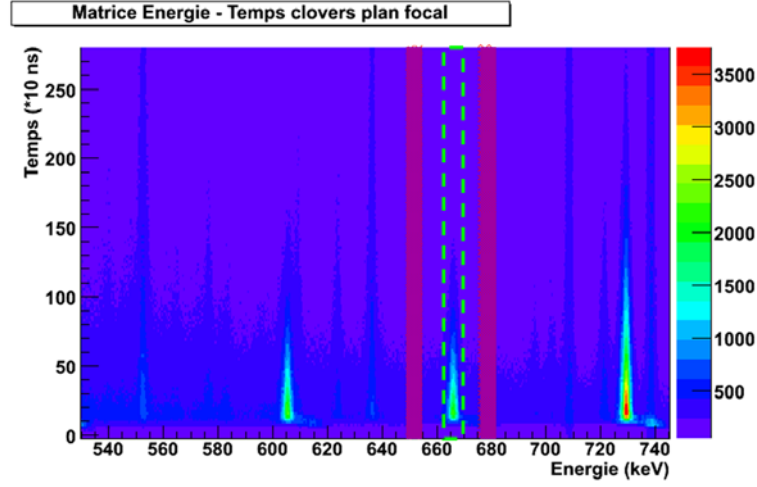
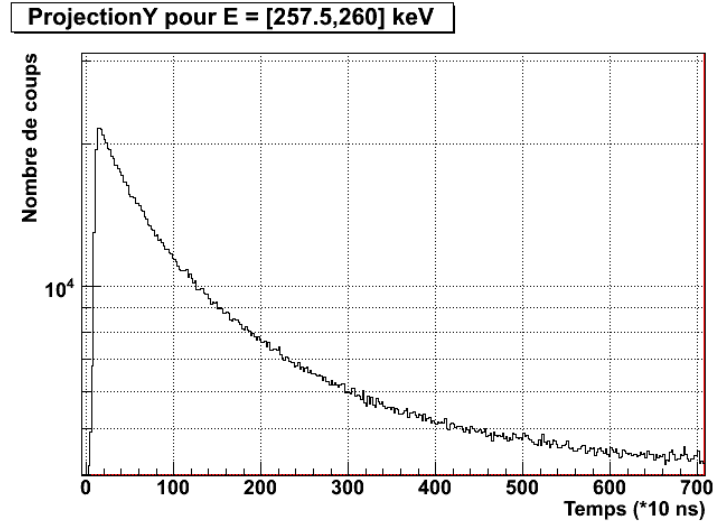


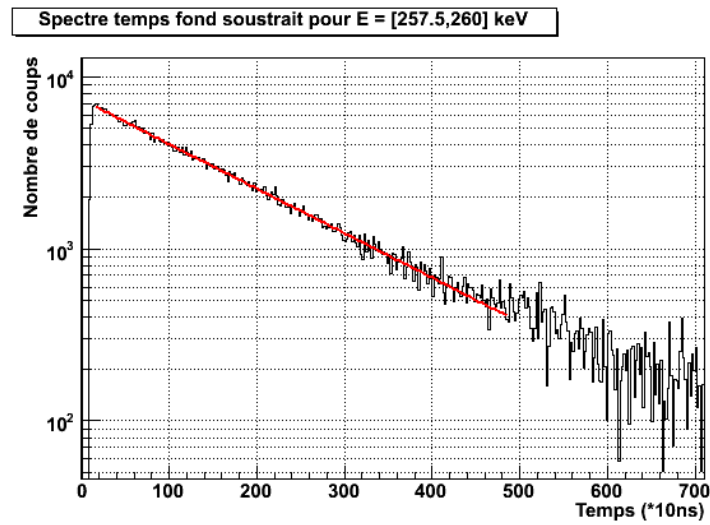
FIGURE IV.3 – *Illustration de la procédure de soustraction de fond implémentée pour extraire les spectres en temps à partir d’une matrice énergie-temps. Les deux fenêtres rouges servent à l’évaluation du bruit de fond au voisinage de l’énergie d’intérêt définie par l’intervalle en pointillés verts.*

contiennent tout le rayonnement émis depuis l’état isomérique jusqu’aux bas des schémas de niveaux qui sont fermement établis pour chacun des noyaux produits.

Une fois que le noyau est identifié, nous allons déterminer la durée de vie de chaque isomère présent. Cette donnée est extraite des matrices énergie-temps en effectuant des projections d’une fenêtre en énergie sur l’axe du temps. Pour cela, une procédure de soustraction de fond a été implémentée dans ROOT et consiste à évaluer le bruit de fond à partir de deux spectres projetés. Plus précisément, deux fenêtres sont définies de part et d’autre du pic d’intérêt, puis elles sont projetées sur l’axe en temps (cf. FIG. IV.3). La moyenne de ces deux spectres définit le spectre de fond qui est finalement soustrait au spectre en temps de la raie  $\gamma$  d’intérêt. Ce bruit de fond est principalement dû aux isomères à vie longue, de l’ordre de plusieurs millisecondes ou plus, qui décroissent sur une durée couvrant plusieurs événements. Cela peut être également dû aux diffusions Compton ayant lieu dans les détecteurs du plan focal, essentiellement pour le détecteur planaire puisque ceci a été majoritairement corrigé pour les clovers à l’aide de l’addback. L’effet de cette soustraction de fond est illustré sur la figure FIG. IV.4 où sont montrés la projection directe fond non soustrait de la raie à 258 keV ainsi que le même spectre, après application de la procédure de soustraction de fond.



(a) Sans soustraction de fond



(b) Avec soustraction de fond

FIGURE IV.4 – *Effet de la procédure de soustraction de fond sur le spectre en temps de la raie à 258 keV obtenu à partir de la matrice énergie-temps des clovers du plan focal. La constante de temps est ensuite déduite de l'ajustement montré sur la figure (b).*

## IV.1.c Temps de vie des isomères produits

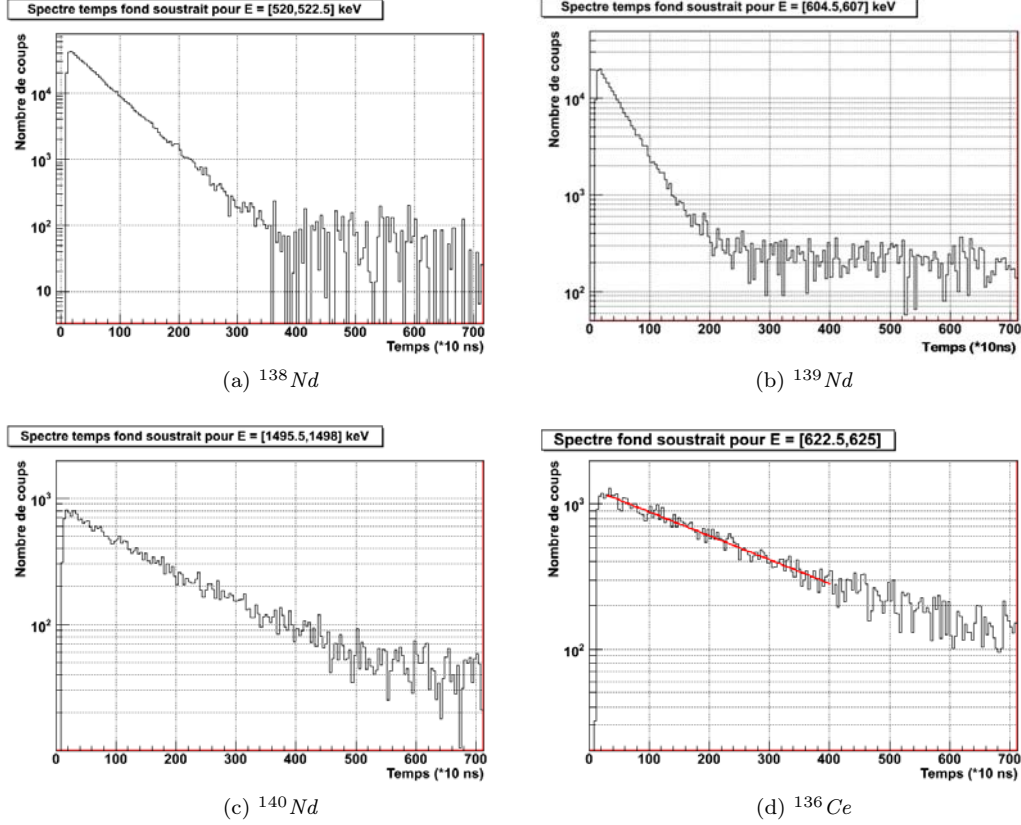


FIGURE IV.5 – Spectres en temps des 4 isomères dont la durée de vie a été calculée. La procédure de soustraction de fond est appliquée à chaque fois. Les ajustements tels que celui montré sur la figure (d) nous permettent d’extraire la constante de temps.

Lors de l’expérience, cinq isomères ont pu être identifiés dans quatre noyaux différents. Trois de ces noyaux sont des isotopes du néodyme dont l’étude sera détaillée par la suite. Le dernier est un isotope de cérium produit par la voie  $\alpha 4n$  de la réaction. Parmi ceux observés, un des états a une durée de vie trop longue pour être déterminée dans cette étude. Il se manifeste par des raies d’intensité continue dans le spectre en temps ( $\blacktriangle$  dans la figure FIG. IV.2), dont la plage est limitée à 10  $\mu\text{s}$ . Il s’agit de l’isomère  $7^-$  du  $^{140}\text{Nd}$  dont la durée de vie est connue à 0.6 ms. Les spectres en temps des 4 autres isomères identifiés sont montrés sur la figure FIG. IV.5. Nous montrons à chaque fois le spectre le plus propre et le plus représentatif des durées de vie déterminées. Le calcul de la constante de temps est réalisé à partir d’un ajustement exponentiel de la partie linéaire



(en échelle logarithmique) du spectre. A titre d'exemple, l'ajustement de la raie à 623 keV du  $^{136}\text{Ce}$  est visible en rouge sur la figure FIG. IV.5(d). Les résultats présentés ici ont tous été obtenus à partir de l'ajustement d'une seule raie et non d'une somme de plusieurs raies de décroissance, comme cela a pu être le cas pour des études antérieures pour lesquelles la statistique était insuffisante. Grâce à la grande statistique obtenue, les temps de vie sont donc déterminés pour chacune des transitions  $\gamma$  observées qui désexcitent les niveaux isomériques et donc nous assure une très bonne consistance des résultats. L'absence du rayonnement prompt permet également d'obtenir des spectres propres ne contenant que la composante retardée de la transition. Le récapitulatif des temps de vie ainsi déterminés pour chacun des isomères peuplés est donné dans le tableau TAB. IV.1 où ils sont référencés par leurs spin et parité ainsi que par le noyau auquel ils appartiennent. Les temps de vie obtenus par des études antérieures sont indiqués à titre de comparaison.

Noyau	Spin $I^\pi$	$T_{1/2}$		
		Cette étude	Etude précédente	Ref.
$^{140}\text{Nd}$	$7^-$	$>10 \mu\text{s}$	0.6 ms	[Mer80]
$^{140}\text{Nd}$	$20^+$	$1.2 \pm 0.1 \mu\text{s}$	$1.23 \pm 0.07 \mu\text{s}$	[Fer08]
$^{139}\text{Nd}$	$(23/2^+)$	$278 \pm 2 \text{ ns}$	$272 \pm 4 \text{ ns}$	[Fer08]
$^{138}\text{Nd}$	$10^+$	$369 \pm 5 \text{ ns}$	$410 \pm 50 \text{ ns}$	[Yos75]
$^{136}\text{Ce}$	$10^+$	$1.9 \pm 0.1 \mu\text{s}$	$2.2 \mu\text{s}$	[Yos75, MV78]

TABLE IV.1 – *Temps de vie des différents isomères observés dans l'expérience. Les temps de vie sont extraits des spectres en temps des transitions retardées détectées dans les détecteurs du plan focal. La procédure de soustraction de fond est appliquée systématiquement.*

Nous remarquons que nos valeurs sont en très bon accord avec celles déterminées précédemment et que nous avons pu améliorer les précisions notamment dans le cas de l'isomère  $10^+$  du  $^{138}\text{Nd}$ . Pour cet état, nos données ont permis d'extraire une durée de vie de  $369 \pm 5 \text{ ns}$  contre  $410 \pm 50 \text{ ns}$  par [Yos75] en 1975.

#### IV.1.d $^{139}\text{Pr}$

En plus des 5 isomères déjà présentés plus haut, nous avons pu identifier certaines raies du spectre en temps à la désexcitation d'un autre noyau. Il s'agit du noyau  $^{139}_{59}\text{Pr}$ . La présence de ce rayonnement dans le plan focal n'est pas due à l'isomère du niveau  $11/2^-$  ( $T_{1/2} = 36 \text{ ns}$  a totalement décru) bien que ce noyau soit produit lors de la réaction de fusion évaporation. Il est issu de la décroissance du noyau  $^{139}_{60}\text{Nd}$ . Ce dernier, implanté

dans la feuille de silicium, décroît par désintégration  $\beta^+$  ou par capture électronique vers des états excités du noyau  $^{139}\text{Pr}$ . Les états peuplés sont fonction du niveau initial à partir duquel la désintégration a eu lieu. Deux voies possibles existent dans le  $^{139}\text{Nd}$  : soit à partir du niveau fondamental  $3/2^+$  avec une durée de vie de 29.7 minutes, soit à partir du niveau excité isomérique  $11/2^-$  (231 keV) avec une durée de vie de 5.5 heures. Le noyau  $^{139}\text{Nd}$  étant l'un des noyaux produits majoritairement, le noyau  $^{139}\text{Pr}$  sera un contaminant important. La figure FIG. IV.6 montre deux spectres obtenus en imposant une condition sur les raies 113 et 828 keV alimentant le niveau fondamental du noyau  $^{139}\text{Pr}$  dans une matrice des rayonnements du plan focal. Nous avons pu confirmer la présence de la raie à 773 keV dont le positionnement était incertain dans l'étude [Bee69].

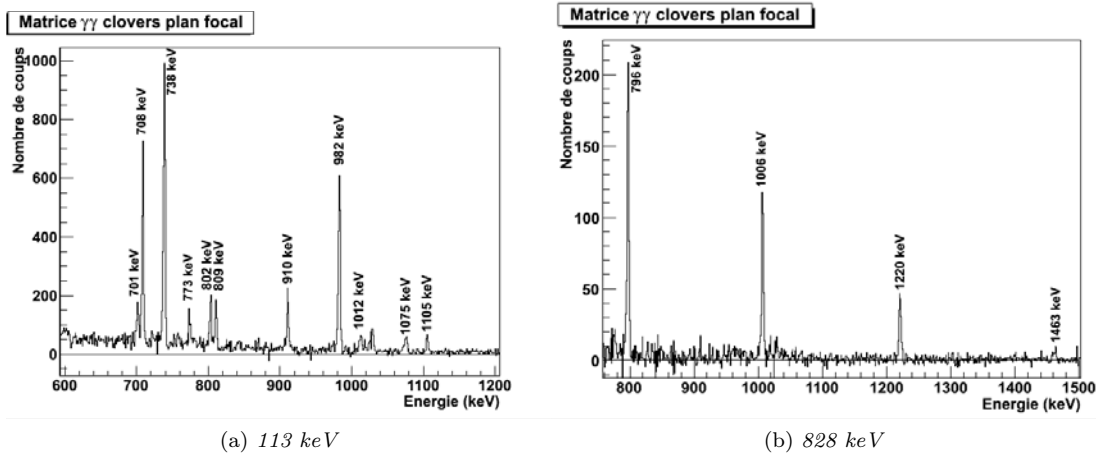


FIGURE IV.6 – Spectres conditionnés par les transitions à (a) 113 keV ou (b) 828 keV qui alimentent le niveau fondamental du  $^{139}\text{Pr}$  observé par décroissance  $\beta$  du  $^{139}\text{Nd}$  au plan focal.

## IV.2 Corrélations entre rayonnement prompt et retardé pour les noyaux $^{139,140}\text{Nd}$

Nous avons donc pu identifier un certain nombre d'états isomériques peuplés lors de l'expérience. Nous allons, dans cette partie, développer l'analyse par matrices  $\gamma - \gamma$  prompts-retardés dans le cas particulier des isotopes 139 et 140 du néodyme.

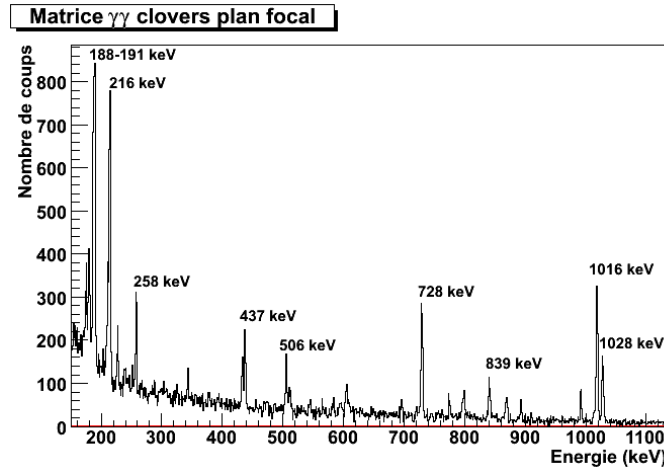


FIGURE IV.7 – Spectre conditionné par la transition à 868 keV du  $^{140}\text{Nd}$  dans les clovers du plan focal. Nous visualisons ici le rayonnement retardé par l'état isomérique  $20^+$ .

#### IV.2.a Transition d'alimentation du niveau $20^+$ du noyau $^{140}\text{Nd}$

Le point fort du dispositif expérimental utilisé est de permettre la détection des rayonnements prompts et retardés séparément. Le multidétecteur JUROGAM II, placé autour de la position cible, collecte les rayonnements prompts, c'est à dire émis avant (au dessus de) l'état isomérique. Les détecteurs du plan focal (clovers et planaire) détectent, quant à eux, le rayonnement de décroissance de l'état isomérique appelé rayonnement retardé. Nous avons donc construit des matrices de corrélation entre rayonnement prompt et retardé de manière à relier les transitions au dessus et au dessous de l'isomère. Dans cette partie, nous présenterons essentiellement des matrices JUROGAM - Clovers plan focal, mais le détecteur planaire a également été utilisé pour les transitions de basses énergies.

L'intérêt de telles matrices est de pouvoir explorer les transitions au dessus de l'isomère, et donc l'alimentation de cet état. Pour cela, il nous faut tout d'abord repérer le rayonnement connu permettant de sélectionner l'isotope d'intérêt. Dans notre cas, cela a été fait grâce aux matrices  $\gamma - \gamma$  du plan focal dans lequel est collecté le rayonnement désexcitant l'état isomérique vers le niveau fondamental ou les premiers états excités. La figure FIG. IV.7 montre le spectre conditionné par la transition à 868 keV appartenant à la cascade de désexcitation du niveau isomérique  $20^+$  du noyau  $^{140}\text{Nd}$ . Cela nous permet de repérer quelles transitions sont retardées, grâce auxquelles nous remonterons aux transitions d'alimentation de l'état isomérique. Ce sont ces transitions qui serviront de

conditions pour les matrices  $\gamma - \gamma$  prompts-retardés

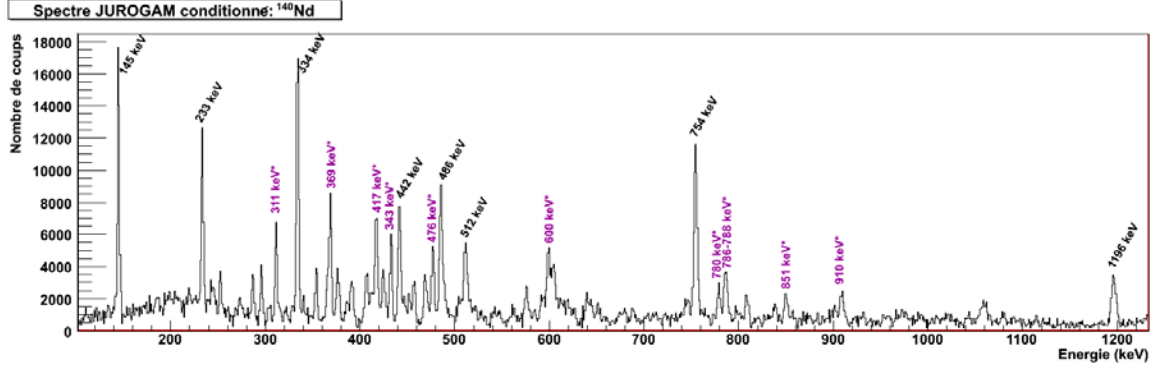


FIGURE IV.8 – Spectre  $\gamma$  prompt conditionné par les transitions du  $^{140}\text{Nd}$  retardées, détectées dans le plan focal. Les transitions repérées par un astérisque seront discutées à la section IV.3.

Nous pouvons maintenant explorer, grâce aux matrices JUROGAM - plan focal, les transitions promptes au-dessus de l'isomère. Nous montrons une projection conditionnée de la matrice sur l'axe prompt pour le noyau  $^{140}\text{Nd}$  sur la figure FIG. IV.8. Les conditions sont imposées sur les transitions propres de la cascade de décroissance de l'isomère  $20^+$ . Nous voyons ainsi apparaître un certain nombre de transitions en coïncidence avec les transitions retardées. Ceci confirme la présence de transitions d'alimentation de l'état isomérique dont les énergies sont indiquées sur le spectre. Celles en caractères noir vont être expliquées dans la suite immédiate, tandis que celles en couleur repérées d'un astérisque seront discutées dans une partie ultérieure IV.3.

Nous allons discuter ici des transitions en noir, dont nous pouvons retrouver le placement dans le schéma de niveaux de la figure FIG. IV.9. Parmi les transitions en noir, certaines ont pu être identifiées dans le schéma de niveaux connu précédemment établi par C.M. Petrache *et al.* [Pet05]. Il s'agit des transitions à 145 keV et 334 keV pour les plus intenses. Ces transitions sont connues comme appartenant à la cascade de désexcitation prompte via les transitions à 241 keV et 1541 keV. Leur présence dans le spectre en coïncidence avec les transitions retardées atteste qu'elles sont également reliées à l'isomère  $20^+$  du  $^{140}\text{Nd}$ . Cela a pu être confirmé par notre étude grâce à la présence du pic très intense à 754 keV qui relie le niveau alimenté par la transition à 334 keV au niveau isomérique  $20^+$ . Cette nouvelle transition permet de mettre en évidence l'alimentation du niveau isomérique inconnue jusqu'à présent. Une autre transition à 1196 keV a permis de relier directement le niveau alimenté par la transition à 145 keV au niveau isomérique lui-même. De plus, une nouvelle transition de 233 keV a pu être placée au dessus de

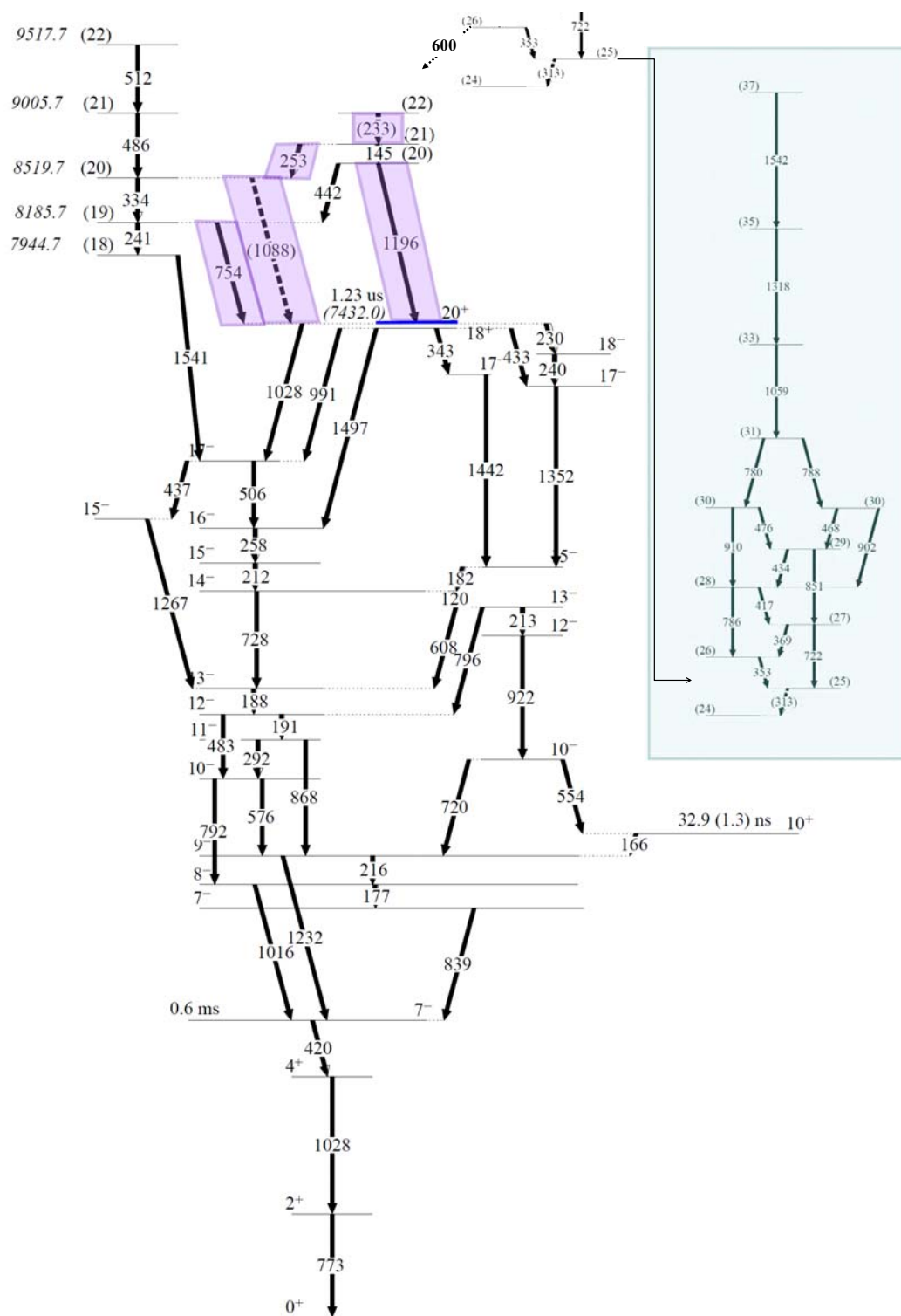


FIGURE IV.9 – Schéma de niveaux partiel du  $^{140}\text{Nd}$  montrant les nouvelles transitions d'alimentation du niveau isomérique  $20^+$  (repéré en bleu sur le schéma). Les transitions mises en évidence dans cette étude sont encadrées et la bande flottante encadrée en vert est discutée section IV.3.

la transition à 145 keV. Nous pouvons noter également que les deux bandes ainsi reliées au niveau isomérique sont également reliées entre elles par deux transitions dont une nouvellement découverte dans ce travail à 253 keV.

Nous discuterons ultérieurement les transitions repérées en couleur, cependant nous pouvons remarquer qu'un grand nombre de pics présents dans les spectres ne sont pas assignés. En effet, ces transitions n'ont pas été retrouvées dans les schémas existant et le manque de statistique pour ces pics nous a empêché de rechercher plus en avant leur provenance. Cette remarque se retrouvera, par la suite, pour les deux autres noyaux étudiés dans ce travail.

#### IV.2.b Positionnement en énergie du niveau isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$

Nous allons maintenant développer l'analyse des données concernant le  $^{139}\text{Nd}$ . Dans ce noyau, la présence d'un état isomérique a été montrée au-dessus du niveau  $19/2^+$  [MV80, Fer08], mais l'énergie d'excitation de ce niveau est inconnue, ainsi que les transitions qui l'alimentent. Nous avons donc procédé comme précédemment pour le  $^{140}\text{Nd}$  et avons commencé par regarder le rayonnement retardé présent pour le noyau  $^{139}\text{Nd}$ . Les seules transitions observées dans le spectre retardé sont les transitions à 605, 1071 et 666 keV reliant ce niveau  $19/2^+$  au niveau  $11/2^-$ .

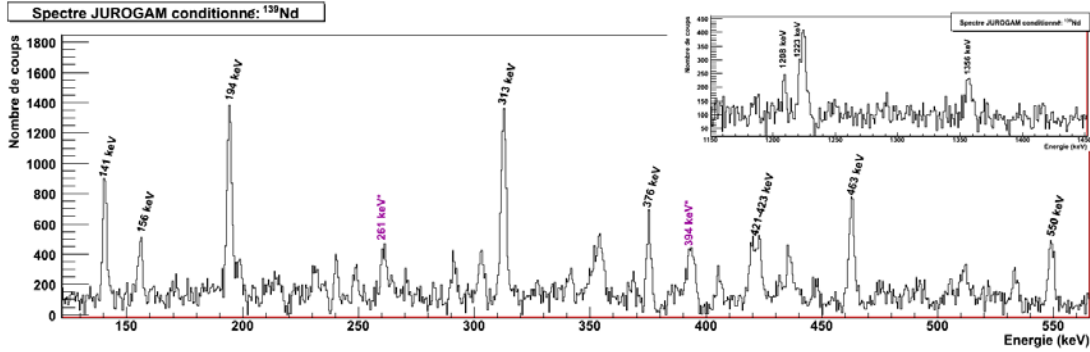


FIGURE IV.10 – Spectre  $\gamma$  prompt conditionné par les transitions retardées du  $^{139}\text{Nd}$ . Les transitions repérées par un astérisque seront discutées à la section IV.3.

Nous nous sommes donc intéressés aux transitions promptes en coïncidence avec ces trois transitions retardées. Nous obtenons ainsi la figure FIG. IV.10 qui est le spectre prompt conditionné par les transitions retardées du plan focal. Nous voyons apparaître de multiples pics dont les plus intenses sont repérés par leur énergie sur le spectre. Nous pouvons, dans un premier temps, constater qu'un certain nombre d'entre eux ont pu être

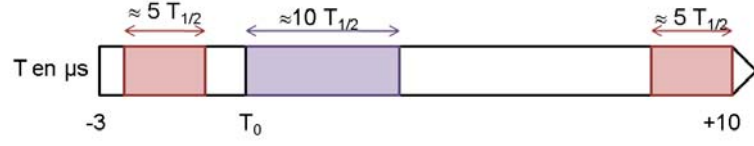


FIGURE IV.11 – *Illustration de la méthode de limitation des contaminations venant des coïncidences avec des transitions venant des désexcitations de durée de vie longue (isomères, désintégration  $\beta^+$ ) pour la construction de matrices  $\gamma - \gamma$  JUROGAM conditionnées par le plan focal. Deux fenêtres de temps sont définies, la violette constituant l'intervalle de temps de désexcitation de l'isomère d'intérêt. La rouge est prise hors de cet intervalle pour soustraire les coïncidences dues aux isomères de vie longue.*

localisés dans le schéma de niveaux connu FIG. IV.15. Ceci nous permet d'affirmer que l'isomère est alimenté principalement par deux cascades de désexcitation se terminant sur des niveaux de spin et parité  $I^\pi = 25/2^-$ . En effet, les transitions à 194, 141 et 156 (associées à la transition à 313 keV qui alimente ces deux derniers niveaux) sont assez fortement présentes dans le spectre et alimentent toutes un niveau  $25/2^-$ .

Cependant, ne connaissant pas l'énergie du niveau isomérique lui-même, il nous est impossible de connaître, à partir d'écarts en énergie, les transitions reliant ces niveaux  $25/2^-$  au niveau isomérique avec ce type de matrices. Pour rechercher ces transitions, il nous faut étudier des spectres de coïncidences  $\gamma - \gamma$  parmi le rayonnement prompt. Cela a été possible dans cette expérience compte tenu des taux de multiplicité obtenus dans JUROGAM II. Nous avons donc construit des matrices  $\gamma - \gamma$  promptes à partir des données JUROGAM II de multiplicité 2 ou plus. Il était cependant important de ne pas perdre la sélection du noyau étudié par les transitions retardées. Nous avons donc modifié le code de construction des événements de manière à construire des matrices  $\gamma - \gamma$  promptes conditionnées par un nombre variable de transitions retardées du plan focal.

Pour la réalisation de ces matrices, nous avons également implémenté une procédure afin de limiter les contaminations amenées par les coïncidences avec les transitions retardées d'autres noyaux. Cette procédure, ainsi que les fenêtres en temps utilisées sont illustrées sur la figure FIG. IV.11. Nous avons, dans un premier temps, limité la largeur de la fenêtre en temps, dite bonne, dans laquelle la transition  $\gamma$  doit être cherchée. L'origine de cette fenêtre est fixée par  $T_0$  donné par l'implantation de l'ion et sa largeur est

ajustée selon la durée de vie de l'état isomérique d'intérêt (typiquement  $\approx 10 T_{1/2}$ ). Ceci permet donc de ne considérer que l'intervalle de temps correspondant à la décroissance de l'état isomérique considéré. Mais il se peut également qu'une coïncidence ait lieu avec un rayonnement non désiré venant d'une désexcitation retardée due à l'un des différents processus à vie longue (isomères,  $\beta^+$ , capture électronique). Ces coïncidences étant réparties de manière homogène sur tout l'intervalle de temps de l'événement, nous avons défini deux fenêtres servant à soustraire la part de coïncidences venant des rayonnements de processus de longue durée de vie dans le spectre final.

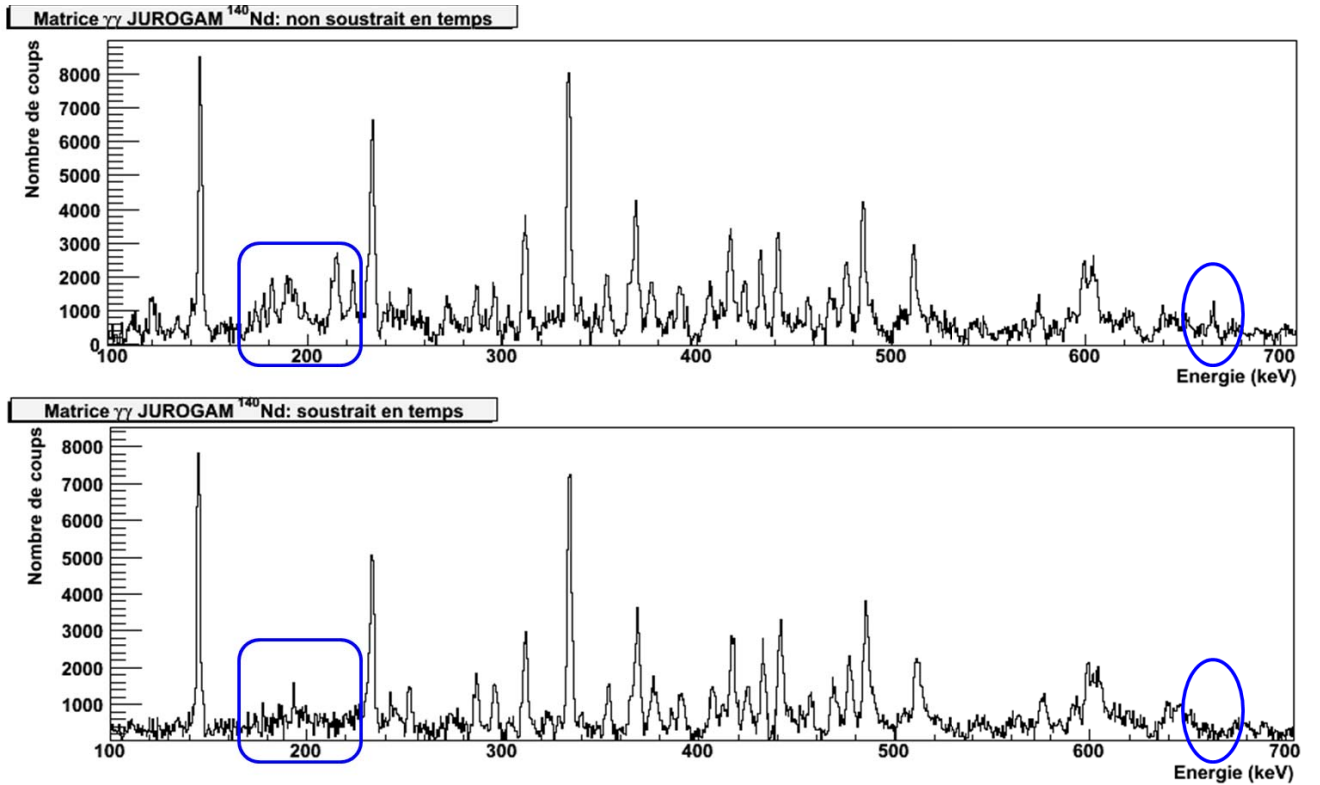


FIGURE IV.12 – Comparaison des spectres non soustrait et soustrait par la procédure implémentée pour la réalisation de matrice  $\gamma - \gamma$  promptes conditionnées par des transitions du plan focal.

La procédure ainsi élaborée permet de réduire les contaminations comme nous pouvons le constater sur la figure FIG. IV.12. En comparant le spectre supérieur non soustrait, et le spectre inférieur soustrait, nous voyons que plusieurs pics ne sont plus présents, comme par exemple le groupe de pics situés autour de 200 keV. Ces transitions proviennent d'une contamination par l'isomère de longue durée de vie (0,6 ms) du niveau



$I^\pi = 7^-$  du noyau  $^{140}\text{Nd}$ . En effet, ces raies de basse énergie sont les plus intenses parmi celles qui alimentent cet isomère. Au final, cette procédure nous a donc permis de nettoyer la matrice  $\gamma - \gamma$  prompt conditionnée par le plan focal.

Nous allons maintenant pouvoir explorer les données promptes par des coïncidences doubles. Nous pouvons ainsi imposer des conditions sur les transitions promptes connues que nous avons mises en évidence précédemment. La figure FIG. IV.13 correspond au spectre doublement conditionné par les transitions retardées du plan focal et par la transition à 141 keV du  $^{139}\text{Nd}$ . Vers les basses énergies, nous retrouvons d'autres transitions connues de la bande située au dessus de la transition condition dont 313 keV ( $29/2^- \rightarrow 27/2^-$ ). A plus haute énergie, nous apercevons un pic à 1224 keV qui n'apparaît pas sur le schéma connu. Nous pouvons supposer qu'il s'agit d'une transition menant au niveau isomérique.

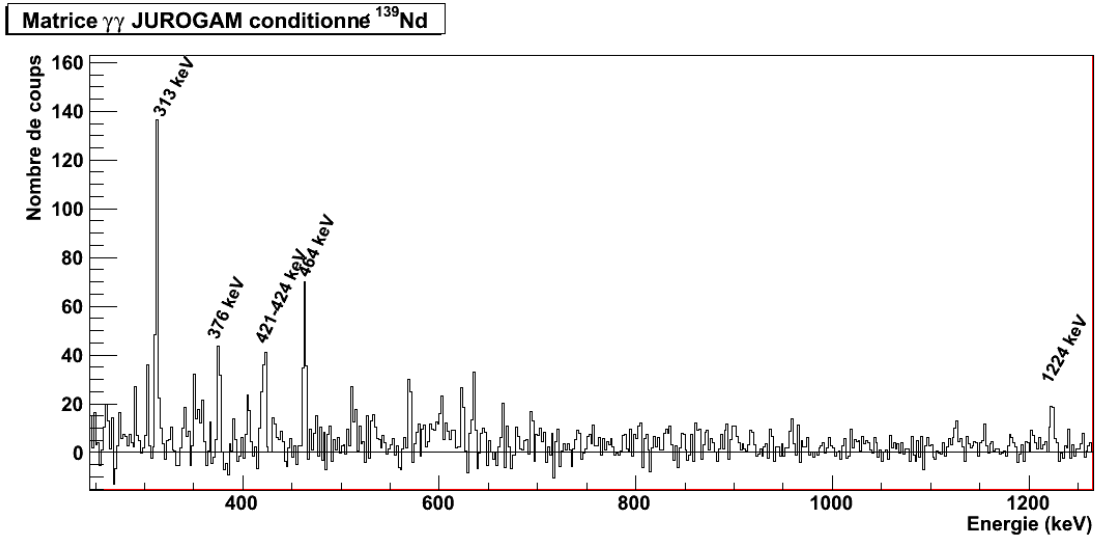


FIGURE IV.13 – Spectre doublement conditionné par les transitions retardées du plan focal et la transition à 141 keV.

Ensuite nous avons fait le même travail pour l'autre bande de désexcitation observée, à savoir celle se terminant par la transition à 194 keV. Nous présentons sur la figure FIG. IV.14 le spectre doublement conditionné par les transitions retardées et les transitions à 194, 550 et 835 keV. Là aussi nous retrouvons l'ensemble des transitions de la bande situées au-dessus et de la même manière, une nouvelle transition à plus haute énergie est présente. Nous supposons donc également qu'il s'agit d'une transition d'ali-

mentation du niveau isomérique.

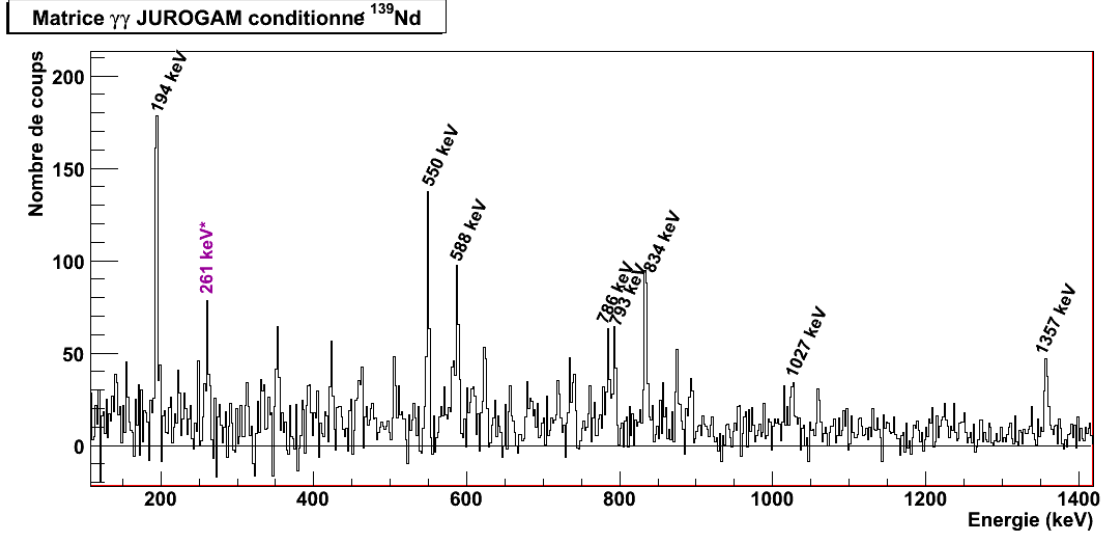


FIGURE IV.14 – Spectre doublement conditionné par les transitions retardées du plan focal et les transitions à 194, 550 et 835 keV. La transition à 261 keV est discutée à la section IV.3.

Il se trouve que ces deux transitions mises en évidence dans ce travail mènent à la même énergie d'excitation de 2618 keV lorsqu'elles sont placées directement en dessous des deux niveaux  $I^\pi = 25/2^-$ . En outre, une troisième transition moins intense à 1208 keV a été observée (visible sur le spectre de la figure FIG. IV.10) en coïncidence avec 156 keV (troisième transition  $27/2^- \rightarrow 25/2^-$ ). Elle mène également à cette même énergie d'excitation. Ceci nous donne donc une forte indication sur le positionnement du niveau isomérique à cette énergie d'excitation de 2618 keV. Les nouvelles transitions ainsi que le niveau auquel elles mènent sont tracés sur le schéma de niveaux de la figure FIG. IV.15.

Ce nouveau niveau à 2618 keV est donc un candidat incontestable pour être l'état isomérique prédit par les calculs théoriques ainsi que par la présence des transitions retardées. Cet état est situé 45 keV au dessus du niveau  $19/2^+$ . Par ailleurs, les calculs CNS indiquent que ce niveau isomérique serait de spin et parité  $I^\pi = 23/2^+$ . Une preuve ferme du caractère isomérique de ce nouvel état serait l'observation de cette transition retardée de 45 keV. Malheureusement, cette transition n'as pas été observée dans l'expérience présentée dans ce manuscrit. Cependant, nous pouvons discuter ici du temps de vie estimé par la méthode de Weisskopf pour cette transition. Compte tenu des prédictions théoriques, cette transition aurait, en première estimation, un caractère E2. En

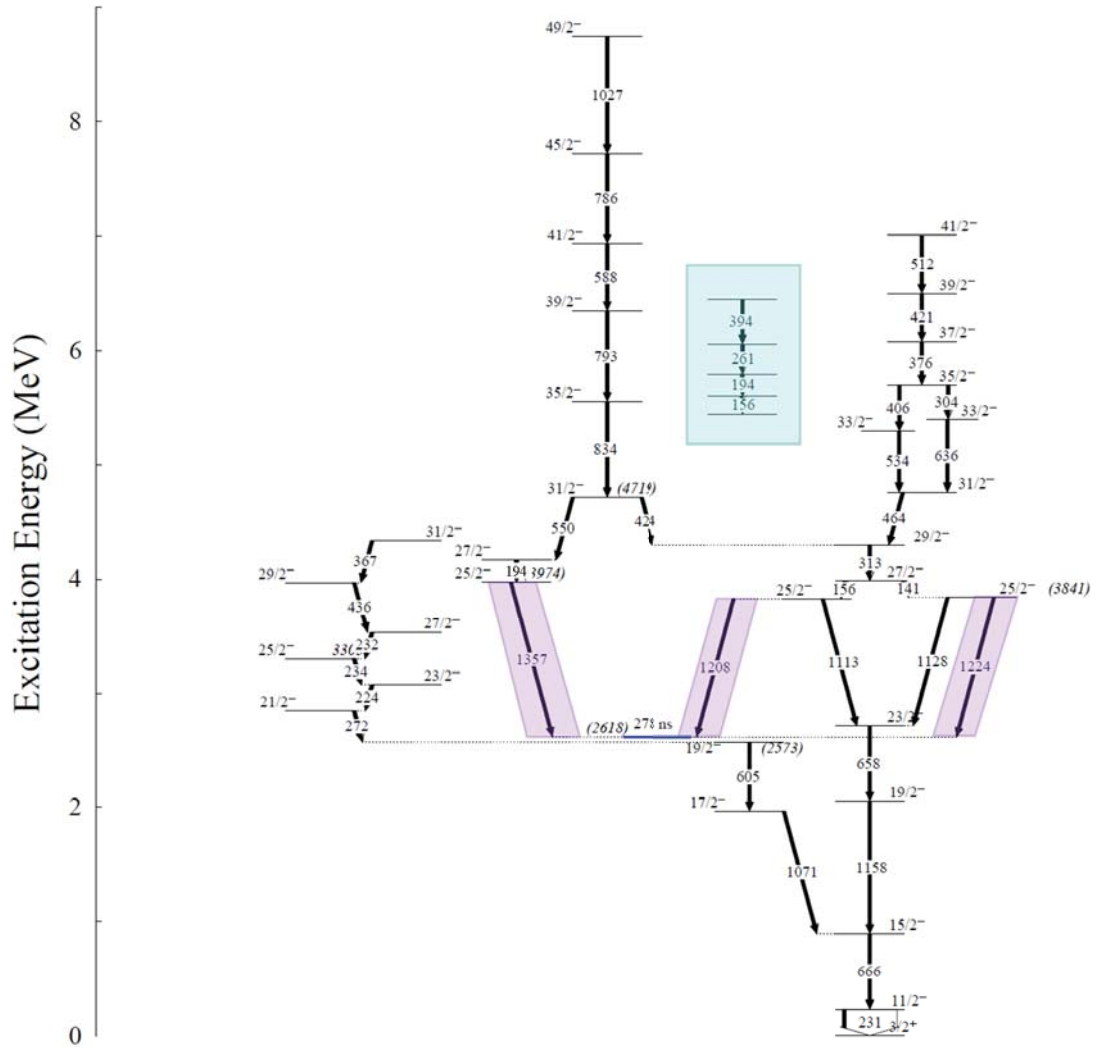


FIGURE IV.15 – Schéma de niveaux partiel du  $^{139}\text{Nd}$  montrant le placement de l'état isomérique au dessus du niveau  $19/2^+$  ainsi que les transitions d'alimentation de ce niveau (repéré en bleu sur le schéma). Les transitions mises en évidence dans cette étude sont encadrées et le niveau isomérique nouvellement placé est en bleu.

effet, elle relie un niveau  $I^\pi = 23/2^+$  à un second niveau de spin et parité  $I^\pi = 19/2^+$ , ce qui donne un  $\Delta I = 2$  sans changement de parité. Selon les règles de sélection, cette transition est le plus vraisemblablement de nature E2. Pour une transition E2 de 45 keV, le temps de vie estimé par méthode de Weisskopf est de 71,6  $\mu$ s. Ceci est en accord avec le caractère isomérique prédit de ce niveau  $23/2^+$ . Une confirmation expérimentale pourrait être donnée par l'observation directe de cette transition de 45 keV dans les spectres retardés, ou bien par la caractérisation complète du nouvel état mis en évidence dans ce travail. Ainsi, si l'étude des distributions angulaires et des mesures de polarisation des transitions alimentant le nouvel état confirme le spin et la parité de  $23/2^+$  pour cet état, cela amènerai un argument fort pour assigner à cet état à 2618 keV un caractère isomérique.

### IV.3 Bandes flottantes dans les isotopes $^{138-140}\text{Nd}$

En plus des transitions d'alimentation des niveaux isomériques des noyaux  $^{139,140}\text{Nd}$  découvertes dans ce travail, un certain nombre de transitions ont pu être observées et attribuées à des bandes non attachées à la cascade de rayonnements prompts (dites bandes flottantes). Nous avons pu montrer que ces bandes se dés excitent par l'intermédiaire de niveaux isomériques. Dans cette partie, nous allons montrer les différentes bandes flottantes observées pour les isotopes de néodyme étudiés.

#### IV.3.a $^{140}\text{Nd}$

La bande la plus importante a été observée dans le noyau  $^{140}\text{Nd}$ . Cette bande a été observée pour la première fois en 2005 par C.M. Petrache *et al.* [Pet05] mais n'avait, malgré des taux de multiplicité élevés, pas pu être reliée aux états de bas spin. Les transitions de cette bande (nommée 12 dans la précédente étude) se retrouvent dans les spectres conditionnés par les transitions du plan focal. Il s'agit des transitions repérées en couleurs sur la figure FIG. IV.8. Nous montrons sur la figure FIG. IV.16 le spectre conditionné par les transitions du plan focal puis par celles de la bande flottante. Nous pouvons alors remarquer qu'elles sont en coïncidence avec les deux bandes alimentant le niveau isomérique. Des tentatives pour accrocher cette bande ont montré qu'elle se dés excitait via une transition à 600 keV (visible sur le spectre de la figure FIG. IV.16) issue du niveau en dessous des transitions à 786 et 369 keV. A cause du manque de statistique de cette bande, nous n'avons pas pu réaliser de spectre en coïncidence à partir d'une seule transition, et donc le niveau de destination n'a pas pu être déterminé.

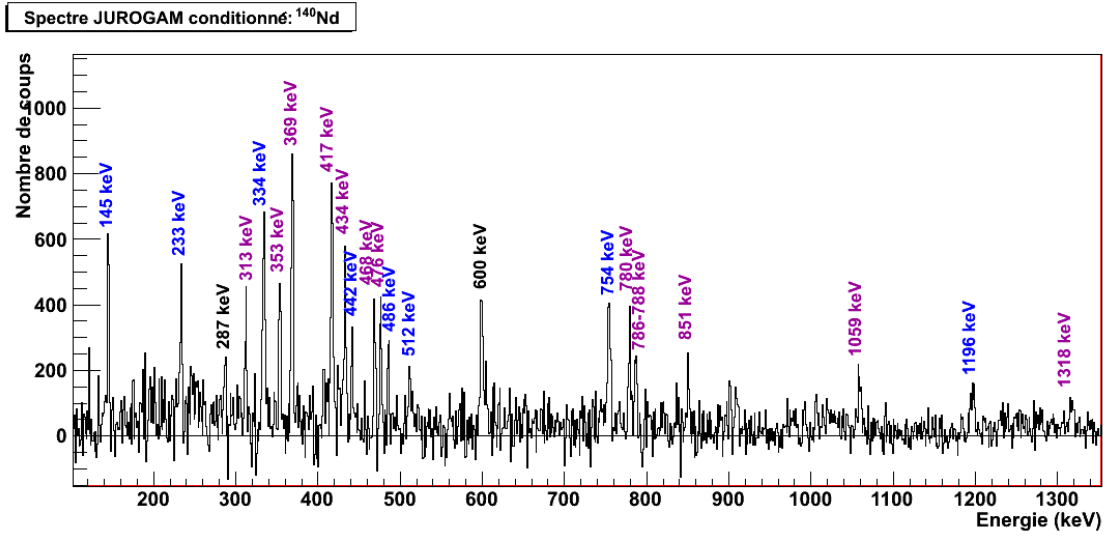


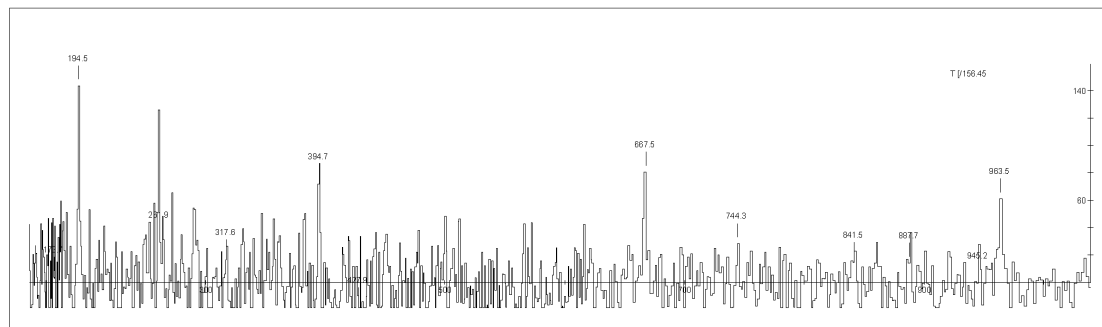
FIGURE IV.16 – Spectre conditionné par les transitions de la bande flottante au dessus du spin 26.

#### IV.3.b $^{139}\text{Nd}$

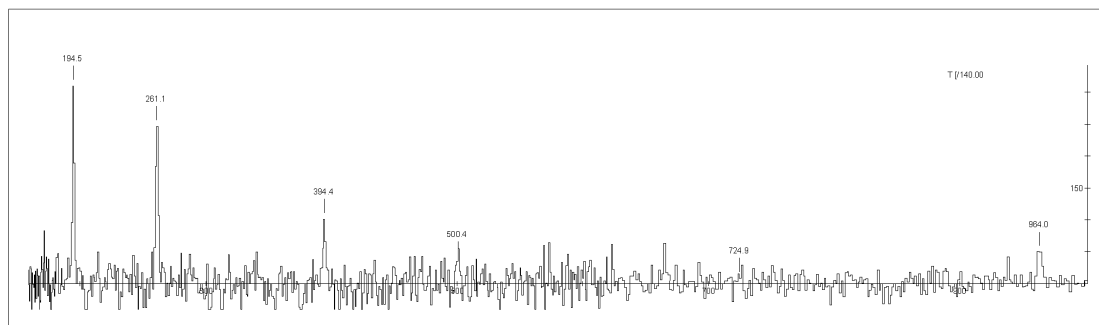
Dans le  $^{139}\text{Nd}$ , plusieurs transitions ont été vues qui n'étaient pas connues dans le schéma de niveaux. Ce sont les transitions en couleur de la figure FIG. IV.10. Après étude des spectres conditionnés de ces transitions, il s'est avéré qu'elles sont en coïncidence avec certaines transitions connues, comme celles à 156 keV et 194 keV.

La multiplicité de nos données ne permettant pas de réaliser des coïncidences triples  $\gamma - \gamma - \gamma$ , nous avons utilisé le cube provenant de l'expérience Euroball décrite à la section III.3.c. Ceci est en effet nécessaire pour établir l'agencement des transitions entre elles. L'étude de ce cube a permis de montrer qu'il existait des doublets parmi certaines transitions connues. En effet, le spectre de la figure FIG. IV.17(a) doublement conditionné par la transition à 156 keV n'est pas nul, ce qui appuie cette affirmation. Par ailleurs, le spectre FIG. IV.17(b), conditionnée par les transitions à 141 et 156 keV, fait apparaître deux transitions non connues à 261 et 394 keV. Or, les deux transitions référencées à ces énergies dans les études antérieures ne peuvent pas être en coïncidence. Par ailleurs, le spectre en auto-coïncidence de la transition à 141 keV ne faisant ressortir que du bruit de fond, cela donne un argument supplémentaire pour établir que la transition à 156 keV est un doublet.

Finalement, nous proposons une nouvelle bande composée des transitions citées précédemment : 156, 194, 261, 394 keV. Le placement de cette bande n'a cependant pas pu



(a) 156 keV et 156 keV



(b) 141 keV et 156 keV

FIGURE IV.17 – Spectres doublement conditionnés obtenus à partir du cube de l'expérience Euroball [Pet]. Le premier montre le spectre en double condition sur la transition à 156 keV. Le second est conditionné par les transitions à 141 et 156 keV du  $^{139}\text{Nd}$ .

être établi et donc elle a été placée arbitrairement en énergie sur le schéma FIG. IV.15 (bande encadrée en vert).

### IV.3.c $^{138}\text{Nd}$

Le dispositif expérimental utilisé dans notre étude a également permis d'étudier le schéma de niveaux construit sur l'état isomérique  $10^+$  du  $^{138}\text{Nd}$ . Cette partie du schéma avait auparavant été étudiée lors de l'expérience Euroball (section III.3.c) par C.M. Petrache *et al.* [Pet]. Nous avons pu confirmer un certain nombre de transitions placées au-dessus du niveau isomérique. Nous montrons sur la figure FIG. IV.18 le spectre conditionné de la bande qui alimente majoritairement le niveau isomérique (montrée en couleur orange sur la figure FIG. IV.19).

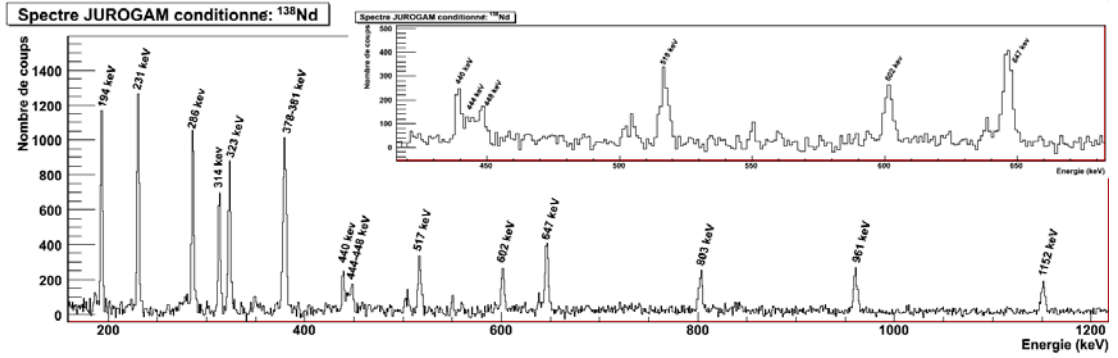


FIGURE IV.18 – Spectre des rayonnements  $\gamma$  prompts conditionné par les transitions détectées au plan focal du  $^{138}\text{Nd}$ . Des conditions supplémentaires sont imposées sur des transitions promptes (194, 231, 286, 378, 381, et 518 keV). L'encart présente un agrandissement de la zone 430-660 keV permettant de visualiser l'ensemble des transitions autour de 440 keV.

Ce spectre est obtenu en sélectionnant le noyau  $^{138}\text{Nd}$  par les transitions retardées du plan focal (521, 884, et 973 keV) puis en imposant des conditions sur les transitions de la bande rotationnelle dans la matrice du rayonnement prompt.

Nous retrouvons la plupart des transitions précédemment observées dans l'étude de G. De Angelis *et al.* [DA94] jusqu'au niveau 20. Au delà de ce niveau, nous confirmons la présence des transitions aux énergies autour de 440 keV proposées par l'expérience Euroball, ce qui étend la bande jusqu'à un spin 23. Par ailleurs, nous avons observé d'autres transitions présentes dans le spectre conditionné par les transitions détectées au plan focal. Malheureusement, nous n'avons pas pu observer de transition reliant cette bande au reste du schéma établi, mais notre étude confirme qu'elles décroissent via l'isomère du niveau  $I^\pi = 10^+$ . Il s'agit de la bande encadrée en vert sur la figure FIG. IV.19(b).

Comme cela a été dit précédemment dans le cas du noyau  $^{140}\text{Nd}$ , la raie autour de 505 keV (clairement visible dans l'encart de la figure FIG. IV.18) n'a pas pu être assignée, de la même manière que les autres raies peu intenses présentes dans le spectre.

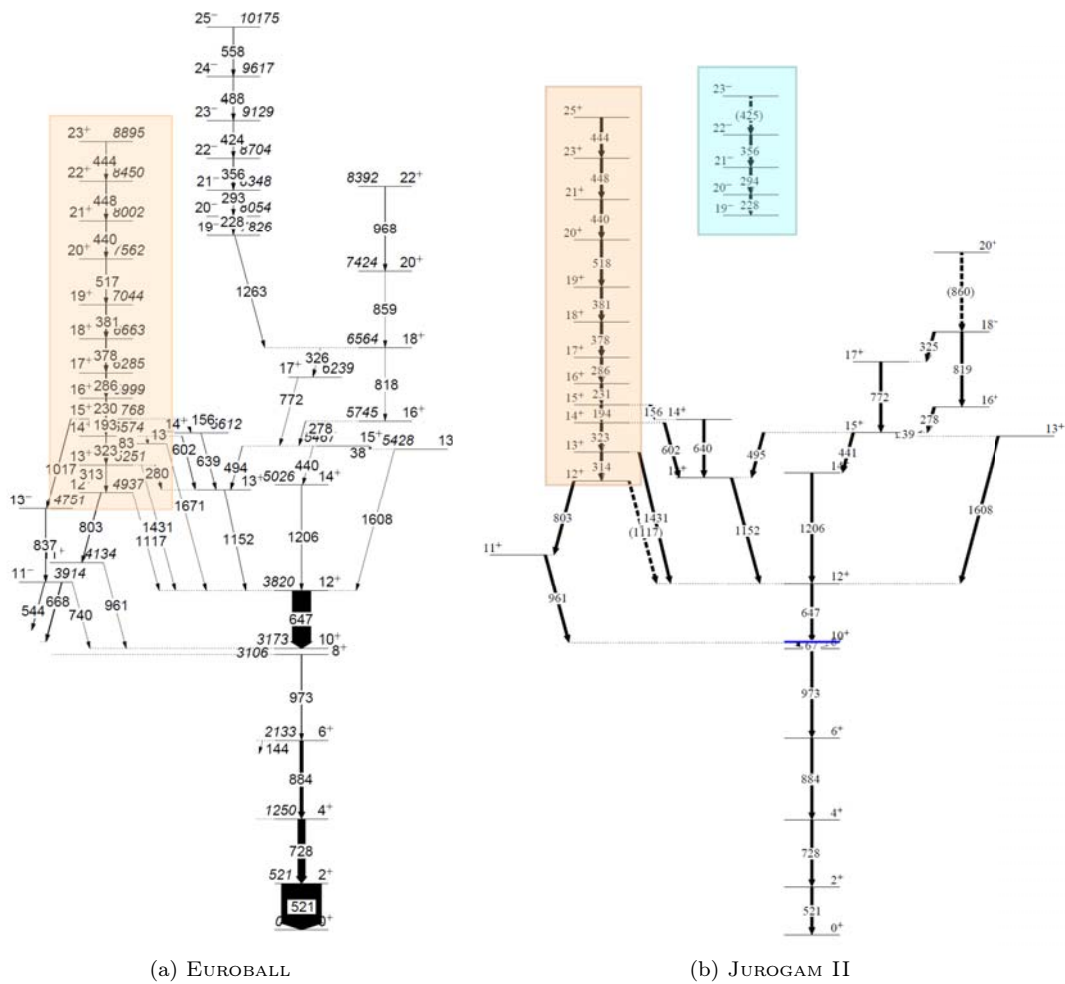


FIGURE IV.19 – Schémas de niveaux partiels du noyau  $^{138}\text{Nd}$  montrant l'alimentation de l'état isomérique du niveau 10<sup>+</sup>. Ils ont été établis (a) par l'expérience Euroball et (b) par notre étude. Les zones encadrées représentent respectivement la bande principalement étudiée dans le texte (orange), et la bande flottante observée dans notre étude (en vert sur la figure (b)). Le niveau isomérique est noté en bleu.



## IV.4 Interprétation des résultats expérimentaux

Nous allons dans cette dernière partie aborder l'interprétation des résultats et la mise en relief des nouvelles informations apportées par l'étude expérimentale présentée dans les pages précédentes. De ce point de vue, nous discuterons essentiellement de l'apport des nouvelles transitions mises en évidence autour de l'état isomérique du  $^{139}\text{Nd}$ . En effet, nous verrons qu'elles nous permettent une meilleure compréhension de la structure des états dans cette zone du schéma de niveaux.

### IV.4.a Discussion de l'état isomérique du noyau $^{139}\text{Nd}$ au dessus du niveau $19/2^+$

Nous allons, dans ce paragraphe, confronter les différentes informations disponibles que nous avons présenté dans ce manuscrit, tant théoriques qu'expérimentales.

L'existence de l'état isomérique au-dessus de l'état  $19/2^+$  est connue depuis les années 1980 [MV80] avec l'observation de la désexcitation retardée du niveau  $19/2^+$  (cf. III.1.b, page 47). Le temps de vie de cet état a été ensuite mesuré en 2008 [Fer08] mais aucune mise en évidence de ce niveau n'avait alors été réalisée.

D'un autre point de vue, une étude théorique [Rag] a permis de prédire l'existence d'un état énergétiquement favorisé pour un spin  $23/2$  et une parité positive. Ceci pourrait, de fait, correspondre à l'état isomérique mis en évidence expérimentalement au-dessus du niveau  $19/2^+$  avec une durée de vie de  $272 \pm 4$  ns.

L'étude expérimentale que nous avons menée ici pour tenter de répondre à cette hypothèse nous a permis d'apporter certains éléments de réponse en ce sens. Malheureusement, aucune nouvelle transition retardée n'a pu être observée, ce qui rend difficile la mise en évidence formelle de l'état isomérique. Néanmoins, nous avons mis en évidence trois nouvelles transitions de haute énergie qui mènent à un nouvel état situé à une énergie d'excitation de 2618 keV. Nous avons montré (cf. IV.2.b, page 82) que ces transitions alimentent l'état isomérique de durée de vie mesurée à  $278 \pm 2$  ns dans notre étude. Ce nouveau niveau à 2618 keV se place 45 keV au-dessus du niveau  $19/2^+$  en question. Bien que nous n'ayons pas pu assigner fermement le spin et la parité de ce nouvel état, nous avons discuté de l'éventualité qu'il s'agisse de l'état  $23/2^+$  prédit théoriquement. Nous avons montré que l'estimation de Weisskopf du temps de vie de la transition de

45 keV est compatible avec cette interprétation. En effet, si l'on considère l'hypothèse que ce nouveau niveau soit de spin et parité  $23/2^+$ , nous obtenons que cette transition de 45 keV serait de type E2 ce qui correspond à une durée de vie de 71,6  $\mu$ s. Cette durée de vie est supérieure à celle mesurée expérimentalement, mais est tout à fait compatible avec le caractère isomérique de la transition.

Ainsi, nous proposons que ce nouvel état à 2618 keV soit interprété comme l'état isomérique de spin  $23/2^+$  prédit et qu'il se désexcite via une transition retardée E2 de 45 keV. Cette hypothèse pourrait être confirmée par l'établissement des distributions angulaires des nouvelles transitions observées dans cette étude, ou bien par une étude expérimentale ultérieure qui permettrait la mise en évidence de cette transition de 45 keV dans les spectres retardés.

#### IV.4.b Apport des nouvelles transitions dans le noyau $^{139}\text{Nd}$

Nous allons, dans le dernier paragraphe de ce chapitre, nous intéresser aux niveaux  $25/2^-$  qui sont désexcités par les trois nouvelles transitions mises en évidence dans ce travail. De fait, l'étude expérimentale menée ici a montré que trois transitions de haute énergie (1357, 1208, et 1224 keV) désexcitent des niveaux  $25/2^-$  pour alimenter le niveau isomérique. L'existence de ces trois transitions va apporter une contrainte supplémentaire sur les configurations possibles pour les trois niveaux qu'elles désexcitent. En effet, les transitions reliant deux niveaux entre eux va également relier deux états de configurations distinctes. De ce fait, les configurations des deux niveaux ainsi reliés ne peuvent pas être totalement différentes. Les configurations de particules indépendantes des niveaux concernés doivent donc être similaires pour que des transitions entre eux soient possibles. Ceci imposera des contraintes sur les configurations possibles des niveaux discutés ici. Elles devront ainsi être assez proches pour que la désexcitation soit possible. Cette discussion est illustrée sur la figure FIG. IV.20.

Lors d'études précédentes, il avait déjà été établi que les niveaux  $25/2^-$  et  $27/2^-$  étaient reliés à des bandes de configurations connues. D'une part, ces niveaux décroissent, via les transitions à 1113 et 1128 keV notamment, vers la bande construite sur l'état fondamental. Cette bande est constituée d'états avec une composition en particules individuelles du type  $\pi \left[ (g_{7/2})^{-2} \right] \otimes \nu \left[ (h_{11/2})^{-1} \right]$ . Comme les états qui nous intéressent sont reliés à cette bande de structure connue, il faut tenir compte de cette première contrainte vis-à-vis des configurations possibles des états concernés.

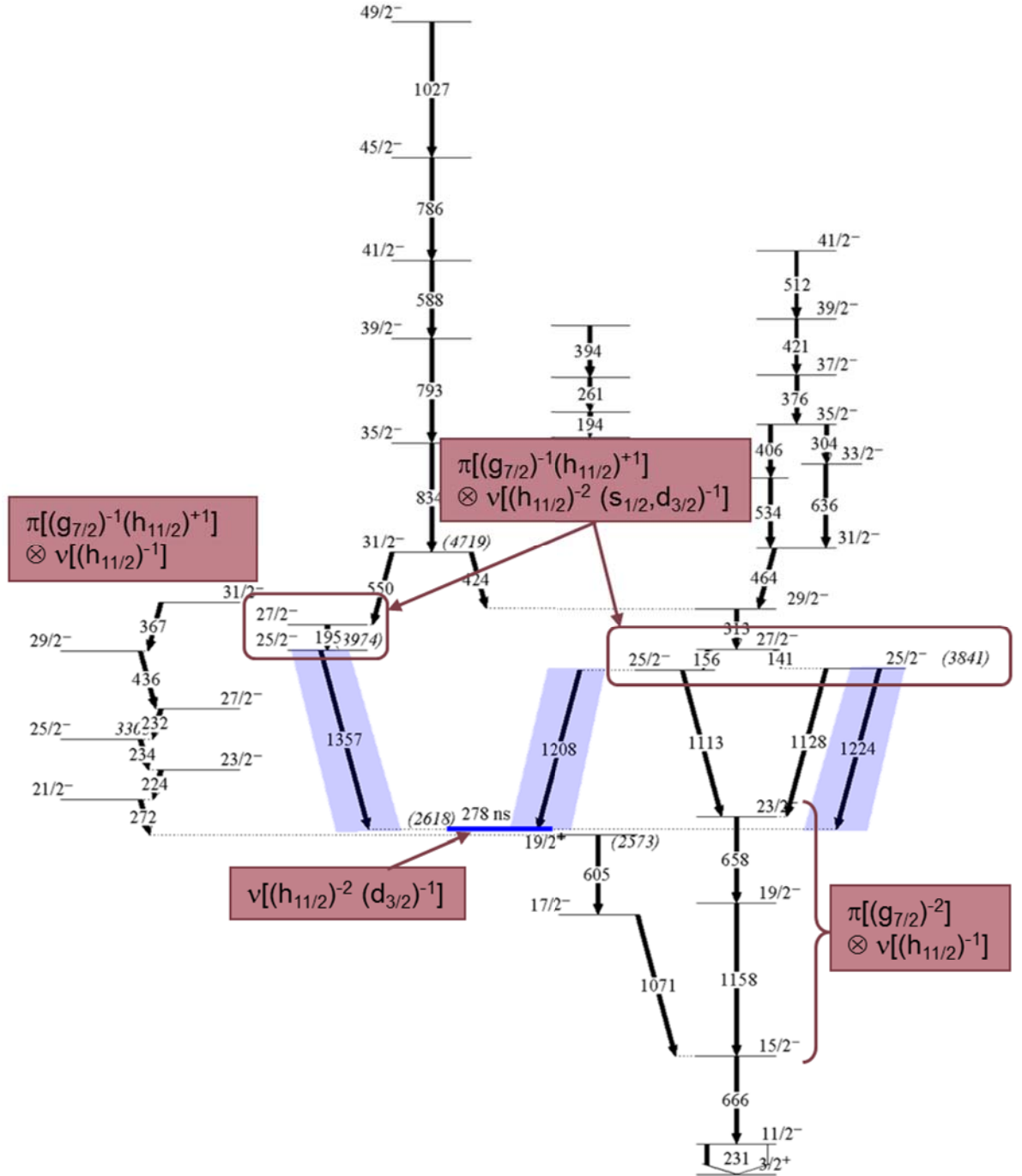


FIGURE IV.20 – Schéma de niveaux partiel du  $^{139}\text{Nd}$  montrant les configurations des bandes autour des niveaux  $25/2^-$  permettant de comprendre la configuration à 5 quasi-particules proposée pour les niveaux  $25/2^-$  et  $27/2^-$  entourés sur la figure. L'état isomérique proposé à 2618 keV ainsi que les transitions d'alimentation de ce niveau sont repérés en bleu sur le schéma.

Dans un second temps, il nous faut prendre en considération une autre bande liée à ces états  $25/2^-$  et  $27/2^-$ . En effet, ils se désexcitent via des transitions à 772 ou 905 keV par exemple (non visible sur le schéma FIG. IV.20) vers la bande située à gauche du schéma page 95. La structure de cette bande est fixée par les états dont la composition en particule individuelle est de type  $\pi \left[ (g_{7/2})^{-1} (h_{11/2})^{+1} \right] \otimes \nu \left[ (h_{11/2})^{-1} \right]$ . Il faudra donc que la configuration des états  $25/2^-$  et  $27/2^-$  soit compatible avec ceux de cette bande. Ceci constituera la deuxième contrainte imposée pour la structure de ces niveaux.

Enfin, l'étude expérimentale exposée dans ce manuscrit va amener une dernière contrainte sur les configurations possibles de ces niveaux. En effet, les trois transitions mises en évidence attestent que les trois états  $25/2^-$  sont reliés à l'état isomérique de 278 ns de durée de vie. Or les calculs théoriques ont permis de déterminer la composition de cet état isomérique pour un spin et une parité  $23/2^+$  qui est  $\nu \left[ (h_{11/2})^{-2} (d_{3/2})^{-1} \right]$ . Donc les résultats expérimentaux permettent d'imposer une troisième contrainte sur les configurations en particules individuelles de ces niveaux.

Fort de ces trois contraintes, nous pouvons proposer pour les niveaux  $25/2^-$  et  $27/2^-$ , une structure basée sur l'excitation de cinq quasi-particules. De fait, la configuration  $\pi \left[ (g_{7/2})^{-1} (h_{11/2})^{+1} \right] \otimes \nu \left[ (h_{11/2})^{-2} (s_{1/2}, d_{3/2})^{-1} \right]$  est compatible avec les trois conditions que nous avons énumérées précédemment. En effet, nous retrouvons dans cette proposition des états de particules impliqués dans chacune des configurations énoncées dans les paragraphes précédents. On retrouve les mêmes couches pour les protons et les neutrons dans les états concernés ainsi que dans les bandes auxquelles ils sont reliés. Nous voyons notamment que la mise en évidence des nouvelles transition vers l'état isomérique a amené la couche neutron  $(s_{1/2}, d_{3/2})$  à être introduite dans cette configuration imposant donc une configuration à cinq quasi-particules pour ces niveaux  $25/2^-$  et  $27/2^-$ . Ainsi, l'étude expérimentale menée ici nous a permis de mieux comprendre la structure des niveaux autour de l'état isomérique du noyau  $^{139}\text{Nd}$  de 278 ns de durée de vie.

## IV.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, ont été abordés les résultats mis en évidence par l'expérience réalisée en août 2009 sur la recherche d'états isomériques dans les noyaux de néodyme proches de  $N = 82$ . Cette expérience, effectuée au laboratoire de Jyväskylä a, en premier lieu, permis d'observer et de mesurer la durée de vie de quatre états isomériques dans quatre noyaux différents, dont trois isotopes de Nd. Nous avons ainsi confirmé et amélioré les durées de vie mesurées pour les isotopes 139 et 140 du néodyme dans l'étude de 2008 [Fer08]. La qualité des données a permis de préciser la durée de vie des isomères  $10^+$  des noyaux de  $^{138}\text{Nd}$  et  $^{136}\text{Ce}$  que notre étude fixe, respectivement à  $369 \pm 5$  ns et  $1.9 \pm 0.1$   $\mu\text{s}$  (contre 0.4  $\mu\text{s}$  et 2.2  $\mu\text{s}$  pour [Yos75]).

Par ailleurs, le dispositif expérimental adapté à la spectroscopie de noyau isomérique a permis de mettre en évidence plusieurs nouvelles transitions dans les noyaux  $^{139,140}\text{Nd}$ . Les matrices de corrélation entre les rayonnements prompt et retardé par la présence des isomères ont permis de découvrir les transitions d'alimentation de l'état isomérique de spin  $20^+$  dans le noyau  $^{140}\text{Nd}$ . Ainsi, nous avons pu montrer que cette alimentation est obtenue par deux bandes principalement, dont l'une est reliée à la cascade de rayonnement prompt du noyau. Par ailleurs, nous avons pu montrer qu'une bande dite flottante déjà observée dans une étude précédente [Pet05] était elle-même reliée à l'état isomérique via une transition à 600 keV. Malheureusement, la faible intensité de cette bande n'a pas permis d'assigner de manière certaine le niveau alimenté par cette transition.

L'utilisation de matrice  $\gamma - \gamma$  du rayonnement prompt conditionné par des transitions retardées a permis de fixer l'énergie d'excitation du niveau isomérique du noyau  $^{139}\text{Nd}$ . En effet, nous avons découvert trois transitions désexcitant des niveaux  $I^\pi = 25/2^-$  vers un niveau d'énergie d'excitation de 2618 keV situé environ 45 keV au-dessus de l'état  $19/2^+$  alimenté par la décroissance de l'isomère. Ceci a du même coup fixé l'alimentation de ce niveau qui s'effectue par deux bandes principales construites sur ces états  $I^\pi = 25/2^-$ . De plus, une nouvelle bande a été suggérée dans ce noyau mais dont le lien avec le schéma connu n'a pas pu être déterminé. Notre étude a cependant montré que cette bande alimente le niveau isomérique puisqu'elle est présente dans le spectre prompt conditionné par les transitions retardées.

Nous avons également étudié le rayonnement alimentant le niveau isomérique  $10^+$  de durée de vie  $369 \pm 5$  ns du noyau  $^{138}\text{Nd}$ . Nous avons pu confirmer le schéma établi par

une expérience ayant eu lieu auprès du détecteur Euroball [Pet]. Notamment, une bande a pu être étendue jusqu'au spin 23.

Nous pouvons ainsi affirmer que le dispositif, tel qu'il a été mis en œuvre lors de cette expérience, a permis d'atteindre les objectifs fixés. En effet, nous avons, grâce aux deux aires de détection, pu extraire les coïncidences entre rayonnements prompts et retardés et ainsi observer les états isomériques attendus. Grâce à cette expérience, nous avons pu apporter des données supplémentaires concernant les états isomériques des noyaux de néodyme vers les masses 140. En comparant nos résultats aux calculs réalisés, nous avons constaté que les états observés pouvaient être interprétés dans le modèle utilisé (CNS), et notamment que l'état prédit à un spin  $23/2^+$  pour le noyau  $^{139}\text{Nd}$  a pu être confirmé expérimentalement.

Enfin, l'étude expérimentale effectuée ici a permis d'apporter une nouvelle contrainte forte sur les configurations possibles des états du noyau  $^{139}\text{Nd}$  désexcités par les nouvelles transitions. En effet, ces transitions lient ces états à l'état isomérique et cela constitue une contrainte supplémentaire et nous a amené à proposer une configuration à cinq quasi-particules pour les états  $25/2^-$  et  $27/2^-$  qui alimentent l'état isomérique.

## Chapitre V

# Recherche de la forme tétraédrique dans le noyau $^{156}\text{Gd}$

Après la découverte des noyaux déformés, et surtout de la superdéformation, les recherches en physique nucléaire se sont orientées vers la recherche de formes de noyaux de plus en plus exotiques. C'est dans cette thématique que s'inscrit TetraNuc, une collaboration internationale regroupant expérimentateurs et théoriciens et qui vise à mettre en évidence l'existence de la forme tétraédrique dans les noyaux. Dans ce contexte, une expérience a été proposée [Rob07] puis réalisée en septembre 2007 auprès du détecteur JUROGAM à Jyväskylä en Finlande. Cette expérience avait pour but de rechercher les manifestations expérimentales de l'existence d'une forme tétraédrique dans le noyau  $^{156}\text{Gd}$ . Les données de cette expérience ont déjà été explorées une première fois par Q.T. Doan [Doa08] vis-à-vis des bandes de parité négative pressenties comme meilleures candidates pour être tétraédriques. L'étude présentée ici porte sur les bandes de parité positive afin d'apporter des informations complémentaires sur le caractère tétraédrique du  $^{156}\text{Gd}$ . Dans ce chapitre, nous commencerons par énoncer brièvement les arguments théoriques et expérimentaux qui motivent la recherche de cette forme nucléaire exotique. Ensuite, viendra la description du dispositif expérimental mis en œuvre et enfin, nous exposerons les principaux résultats issus de cette analyse.

### Sommaire

---

<b>V.1 Motivations théoriques et expérimentales . . . . .</b>	<b>101</b>
V.1.a La symétrie tétraédrique : modélisation et prédictions . . . . .	101
Stabilité de la forme tétraédrique . . . . .	102
Les nombres magiques tétraédriques . . . . .	102

Allure inhabituelle du schéma . . . . .	103
Les rapports d'embranchement . . . . .	104
V.1.b Les études antérieures . . . . .	104
<b>V.2 L'expérience . . . . .</b>	<b>108</b>
V.2.a Le dispositif expérimental . . . . .	108
V.2.b Sections efficaces de production . . . . .	109
V.2.c Les outils d'analyse . . . . .	110
<b>V.3 Résultats expérimentaux . . . . .</b>	<b>115</b>
V.3.a Nouvelles transitions dans les bandes $\gamma$ . . . . .	115
Les intrabandes . . . . .	115
Les interbandes . . . . .	120
V.3.b Les autres bandes de parité positive . . . . .	123
V.3.c Intensités relatives et rapports d'embranchement . . . . .	126
Intensités relatives . . . . .	126
Rapports d'embranchement pour les bandes $\gamma$ . . . . .	132
V.3.d Interprétation des bandes de parité positive . . . . .	134
<b>V.4 Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>135</b>

---



## V.1 Motivations théoriques et expérimentales

Dans un premier temps, il convient de rappeler quelle forme géométrique se cache derrière le nom de noyau tétraédrique. Un tétraèdre, en toute rigueur, est une pyramide composée de quatre triangles FIG. V.1(a). C'est donc une pyramide à base triangle, et comme il s'agit de décrire la forme d'un noyau, cette forme doit pouvoir être décrite par des harmoniques sphériques, comme c'est le cas par exemple pour une pyramide sans arrêtes ou coins pointus montrée sur la figure FIG. V.1(b). A ce jour, la symétrie tétraédrique pure est encore inconnue expérimentalement en physique subatomique mais elle est courante et bien connue en physique atomique (molécule de méthane ou diamant par exemple). Depuis quelques années, des calculs théoriques sont menés pour tenter de découvrir des noyaux de forme tétraédrique. C'est le cas de la collaboration TetraNuc (pour "TETRAhedral NUClei") qui regroupe physiciens nucléaires théoriciens et expérimentateurs. Dans cette partie, nous évoquerons quelques points théoriques sur la symétrie tétraédrique et ses manifestations expérimentales attendues. Puis nous ferons un point sur les études expérimentales antérieures qui ont été menées sur le  $^{156}\text{Gd}$ .

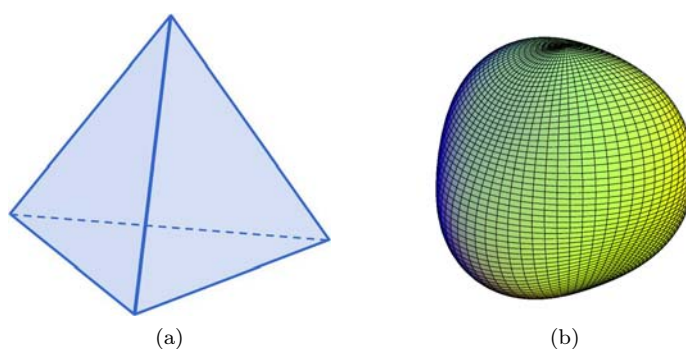


FIGURE V.1 – *Figure géométrique représentant un tétraèdre (a) et exemple de la forme tétraédrique que pourrait prendre un noyau (b).*

### V.1.a La symétrie tétraédrique : modélisation et prédictions

Aucune observation expérimentale d'un noyau de forme tétraédrique pure n'a encore été faite à ce jour. De ce fait, les caractéristiques attendues expérimentalement ne peuvent être que prédites. Ces prédictions sont données par des calculs théoriques et sont autant de pistes à explorer dans la recherche expérimentale de la "stabilité" tétraédrique.

### Stabilité de la forme tétraédrique

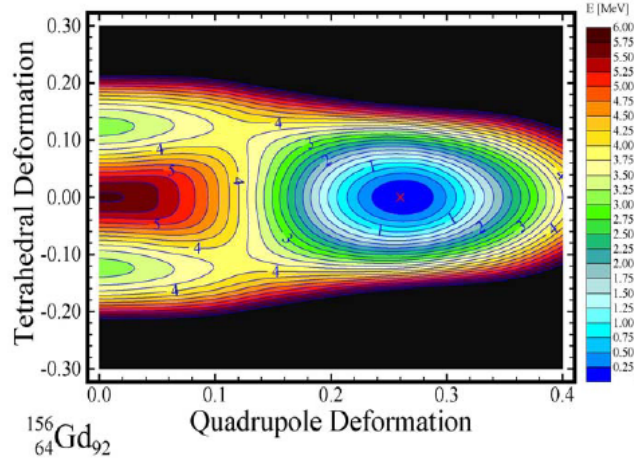


FIGURE V.2 – Surface d'énergie potentielle en fonction des déformations quadrupolaire et tétraédrique [Dud06a].

Une indication de l'existence possible de la forme tétraédrique stable dans les noyaux est montrée sur la figure FIG. V.2 qui représente la surface d'énergie potentielle en fonction des déformations quadrupolaire et tétraédrique pour le noyau  $^{156}\text{Gd}$  [Dud06a]. Cette figure est obtenue par des calculs de champ moyen. Nous pouvons tout d'abord constater que la forme qui minimise l'énergie potentielle pour ce noyau est de type quadrupolaire. Il est en effet bien connu que ce noyau, dans son état fondamental, est de forme prolate. Si nous nous plaçons à déformation quadrupolaire nulle, nous voyons apparaître deux minima secondaires en déformation tétraédrique qui sont beaucoup plus bas en énergie que la forme sphérique (déformation tétraédrique et quadrupolaire nulle). Il est donc raisonnable de considérer que le noyau  $^{156}\text{Gd}$  peut adopter une forme tétraédrique stable dans un état excité.

### Les nombres magiques tétraédriques

De même que la stabilité d'un noyau peut être associée à une forme, un excès de stabilité peut être associé à des nombres magiques. Ils représentent des nombres de nucléons pour lesquels le noyau présente une surstabilité et dépendent de la forme qu'adopte le noyau. Historiquement, les premiers nombres magiques ont été observés pour la forme sphérique, la plus stabilisante dans la nature. Ces nombres magiques se manifestent par un gap sur les niveaux d'énergies individuelles. De manière similaire à la forme sphérique, des nombres magiques ont été prédit pour la forme tétraédrique [Dud03] comme nous

le voyons sur la figure FIG. V.3. Ces nombres sont 56, 64, 70, 90/94 pour les protons et 70, 90/94, 112 pour les neutrons. Cela donne un îlot de noyaux tétraédriques autour du noyau magique, de la même façon que les îlots de noyaux sphériques sont autour des noyaux magiques sphériques. Deux régions de masse sont particulièrement adaptées à la recherche de formes tétraédriques, dont la région des masses 150-160.

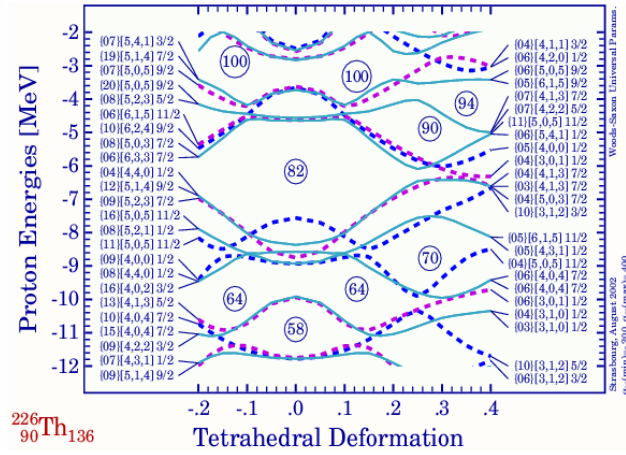


FIGURE V.3 – Niveaux d'énergies individuelles pour les protons en fonction de la déformation tétraédrique [Dud03].

### Allure inhabituelle du schéma

Des calculs de champ moyen [Dud06b] ont prédit l'existence de noyaux de forme tétraédrique, ayant pour conséquence la disparition des moments multipolaires inférieurs à  $Q_{3\pm 2}$ , les ordres supérieurs étant négligeables. Par conséquent, à l'inverse des noyaux quadrupolaires, les transitions E2 sont prédites inexistantes ou très faibles. Cela implique une structure particulière pour les bandes rotationnelles tétraédriques. En effet, du fait de leur forme non sphérique, la séquence rotationnelle satisfait à la règle  $E \propto I(I+1)$  mais les transitions de type E2, souvent synonyme de rotation collective, devraient disparaître ou être très faibles. Du côté du schéma de niveaux expérimental du noyau  $^{156}\text{Gd}$  (FIG. V.5), on constate que les transitions E2 en dessous du  $9^-$  n'ont jamais été vues bien que ce noyau ait été étudié par plus de 20 expériences mettant en jeu des réactions différentes. Les niveaux correspondants n'ont été mis en évidence que par la présence des transitions interbandes E1. Comme mentionné précédemment, dans la limite de la symétrie exacte, le premier ordre de transitions autorisées sont les E3, mais à mesure que le spin augmente, la force de Coriolis va causer l'alignement des nucléons et va tendre à imposer

une polarisation quadrupolaire et ainsi, les transitions de type E2 vont devenir possibles.

### Les rapports d'embranchement

Les rapports d'embranchement sont donc des observables intéressantes. En effet, les rapports  $B(E2)/B(E1)$  des noyaux candidats à la symétrie tétraédrique sont supérieurs de 2 à 3 ordres de grandeurs comparés à l'octupole habituel (forme de poire). Le but de l'expérience proposée en Finlande en 2007 était donc de mesurer les rapports d'embranchement existant ainsi que de calculer des limites supérieures pour les états en dessous du  $I^\pi = 9^-$ .

#### V.1.b Les études antérieures

Comme évoqué précédemment, le noyau  $^{156}\text{Gd}$  a été étudié par plusieurs expériences mettant en jeu différentes réactions, nous allons ici nous concentrer sur deux expériences [Kon81, Sug01]. La première, réalisée en 1981, utilise la même réaction que celle de l'expérience étudiée dans ce travail, et la seconde est l'étude la plus récente ayant été faite sur ce noyau.

Les isotopes de Gd montrent une transition progressive de forme (sphérique vers prolate) à mesure que l'on se dirige vers la zone riche en neutrons. L'isotope  $^{156}\text{Gd}$  appartenant à la zone déformée, il montre une structure de bande composée de la bande construite sur l'état fondamental ainsi que de bandes vibrationnelles ( $\beta$ ,  $\gamma$ , octupole). Du fait qu'il est riche en neutrons, sa connaissance est restée limitée tant que les couples projectile/cible ne permettaient pas d'atteindre ces régions. Néanmoins, il existe un certain nombre d'études portant sur ce noyau. Les états de spins intermédiaires ont été étudiés via une réaction  $(\alpha, 2n)$  [Kon81] tandis que les bas spins l'ont été par réaction  $(n, \gamma)$ . L'expérience réalisée par Sugawara *et al.* [Sug01] a permis, quant à elle, d'étendre le schéma de niveaux vers les hauts spins.

Avant toute chose et pour faciliter la lecture, il convient d'adopter une convention de notation car il existe plusieurs bandes de parité positive dans ce noyau. Nous adopterons majoritairement la même notation que celle utilisée dans les publications présentées ici. De fait, les deux bandes construites sur un état déformé de type  $\gamma$  seront appelées dans la suite bandes  $\gamma$  de spin pair ou impair et leur niveaux seront référencés  $I^\pi_\gamma$ . De la même façon, pour la bande construite sur une déformation  $\beta$ , les niveaux seront notés  $I^\pi_\beta$ . Les deux dernières bandes dont nous parlerons ici sont les bandes notées  $K^\pi=4^+$  et  $K^\pi=0^+$

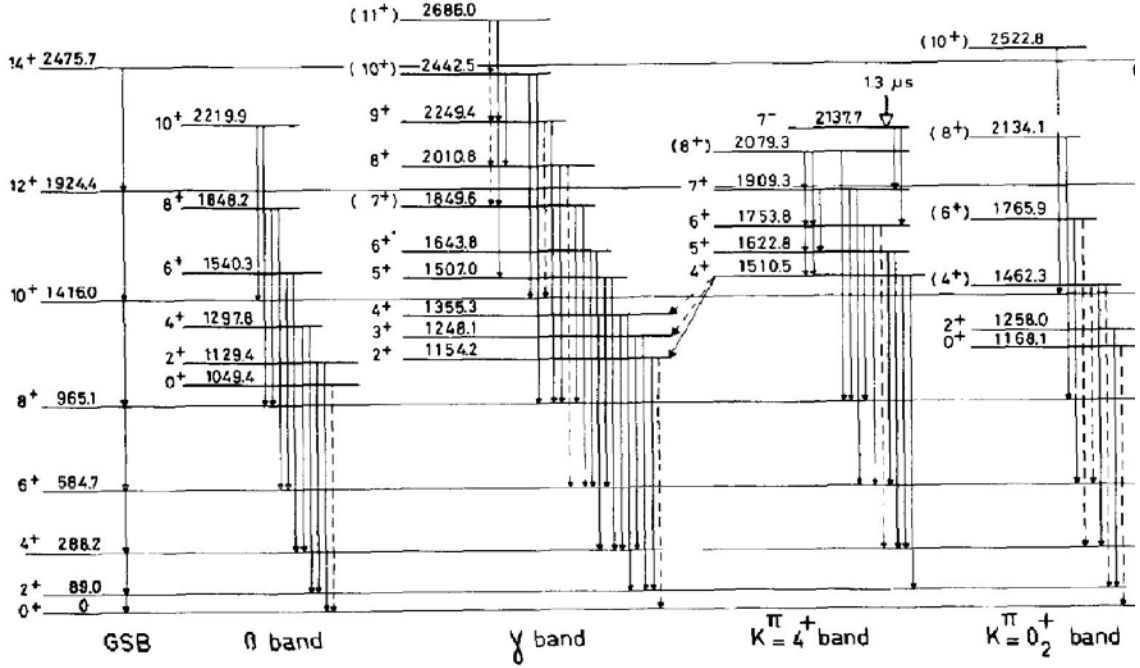


FIGURE V.4 – Schéma de niveaux des bandes de parité positive du  $^{156}\text{Gd}$  obtenu par de l'étude de Konijn *et al.* [Kon81] en 1981.

et seront indicées de cette manière par la suite.

Le but de l'étude menée par Konijn *et al.* [Kon81] était de connaître le comportement de ces bandes à spin intermédiaire. Pour cela, une réaction ( $\alpha, 2n$ ) à des énergies de 24 à 32 MeV a été utilisée sur une cible auto-portée de  $^{154}\text{Sm}$  enrichie à 98,7% de différente épaisseur selon les mesures effectuées (1 mg/cm<sup>2</sup> pour les mesures d'électrons, et de 2,2 mg/cm<sup>2</sup> pour les autres mesures). L'expérience a permis d'obtenir les fonctions d'excitation, des spectres de coïncidences, des distributions angulaires, des mesures d'électrons de conversion et de temps de vie. Les spectres en coïncidences ont permis de construire le schéma de niveaux, tandis que les distributions angulaires et les spectres d'électrons de conversion ont été utilisés pour déterminer le spin et la parité des niveaux. Au final, cette expérience a permis l'extension des bandes jusqu'à  $10\hbar$ , de découvrir un état isomérique de  $1,3 \mu\text{s}$   $J^\pi = 7^-$  et deux bandes de parité négative. Le schéma de niveaux résultant de cette étude est montré sur la figure FIG. V.4. Notons que seules les bandes de parité positive sont montrées sur ce schéma puisque seules celles-ci seront discutées dans la suite.

En ce qui concerne la bande  $\beta$ , cette étude a permis son extension jusqu'à l'état  $10_{\beta}^{+}$ . En effet, les transitions nouvellement observées des niveaux 1540,3 keV ( $6_{\beta}^{+}$ ), 1848,2 keV ( $8_{\beta}^{+}$ ) et 2219,9 keV ( $10_{\beta}^{+}$ ) vers la bande fondamentale ont des coefficients de conversion élevés. Bien que d'intensité trop faible pour produire des distributions angulaires, elles apparaissent dominantes dans le spectre d'électrons. Un  $\alpha^K$  si grand signale une forte composante E0, caractéristique d'une bande  $\beta$ , et donc ces niveaux sont assignés  $6^{+}$ ,  $8^{+}$  et  $10^{+}$ . Les mêmes observations ont été faites pour les transitions précédemment connues  $0_{\beta}^{+}$ ,  $2_{\beta}^{+}$  et  $4_{\beta}^{+}$  vers la bande fondamentale ce qui conforte l'assignation et l'appartenance à cette bande.

L'étude des bandes  $\gamma$  a permis de confirmer les niveaux  $2_{\gamma}^{+}$ ,  $3_{\gamma}^{+}$  et  $4_{\gamma}^{+}$ . Par ailleurs, de nouveaux niveaux ont été découverts aux énergies : 1507 keV ( $5_{\gamma}^{+}$ ), 1643.8 keV ( $6_{\gamma}^{+}$ ), 1849.6 keV ( $7_{\gamma}^{+}$ ), 2010.8 keV ( $8_{\gamma}^{+}$ ), 2249.4 keV ( $9_{\gamma}^{+}$ ), 2242.5 keV ( $10_{\gamma}^{+}$ ) et 2686 keV ( $11_{\gamma}^{+}$ ). Trois intrabandes ont aussi été observées :  $11_{\gamma}^{+} \rightarrow 9_{\gamma}^{+}$ ,  $9_{\gamma}^{+} \rightarrow 7_{\gamma}^{+}$  et  $10_{\gamma}^{+} \rightarrow 8_{\gamma}^{+}$ . Une raison supplémentaire pour attribuer ces niveaux à la bande  $\gamma$  est le comportement en  $I(I+1)$  de l'énergie. De plus, l'évolution de  $\Delta E/2I$  en fonction de  $2I^2$  confirme que les nouveaux états prolongent la séquence des autres niveaux  $I_{\gamma}^{\pi}$  ainsi que l'étagement pair-impair caractéristique.

L'état isomérique  $7/2^{-}$  avait déjà été vu en 1969 [Nor69] avec une durée de vie de 2.7(1)  $\mu$ s mais n'avait pas pu être localisé. Ici, l'expérience a permis de mettre en évidence la décroissance de cet état isomérique à travers la bande  $K^{\pi}=4^{+}$  grâce à des coïncidences entre rayonnements  $\gamma$  prompts et retardés. Le temps de vie a été mesuré à 1.3(1)  $\mu$ s et l'état lui-même a été localisé à une énergie de 2137.7 keV. Les coefficients de conversion associés à une estimation des coefficients de Weisskopf ont permis de conclure à un état de spin  $7^{-}$ . Un état analogue avait déjà été observé dans le noyau  $^{154}\text{Gd}$  à la différence près que l'état isomérique du noyau  $^{154}\text{Gd}$  décroît directement sur la bande construite sur l'état fondamental.

L'expérience menée par Sugawara *et al.* [Sug01] a étudié la réaction  $^{150}\text{Nd}(^{13}\text{C},\alpha 3n)$  où le faisceau de  $^{13}\text{C}$  de 65 MeV était produit par un accélérateur tandem puis envoyé sur la cible auto-portée de  $^{150}\text{Nd}$  enrichie à 96,1% d'une épaisseur de 2 mg/cm<sup>2</sup>. L'ensemble de détection était composé de 12 détecteurs HPGe avec BGO anti Compton et d'un détecteur silicium segmenté pour les particules chargées. La détection de particules légères chargées permet de s'affranchir des voies purement neutrons qui sont majoritaires puisque le noyau composé  $^{163}\text{Dy}$  est riche en neutrons. Un trigger a été choisi sur la multiplicité  $\gamma$  et la détection d'une particule chargée. Ainsi les événements enregistrés contenaient

au moins 2 HPGe et un segment du détecteur silicium touchés. Les événements étant de multiplicité 2 ou plus, des matrices  $\gamma - \gamma$  ont été construites. Il y a eu environ  $10^7$  événements  $\gamma - \gamma$  en coïncidence. Le schéma de niveaux a pu être étendu à partir des matrices et les intensités relatives déduites des spectres. Ces résultats sont illustrés par la figure FIG. V.5. Les spins ont été attribués en fonction du rapport des intensités à des angles différents.

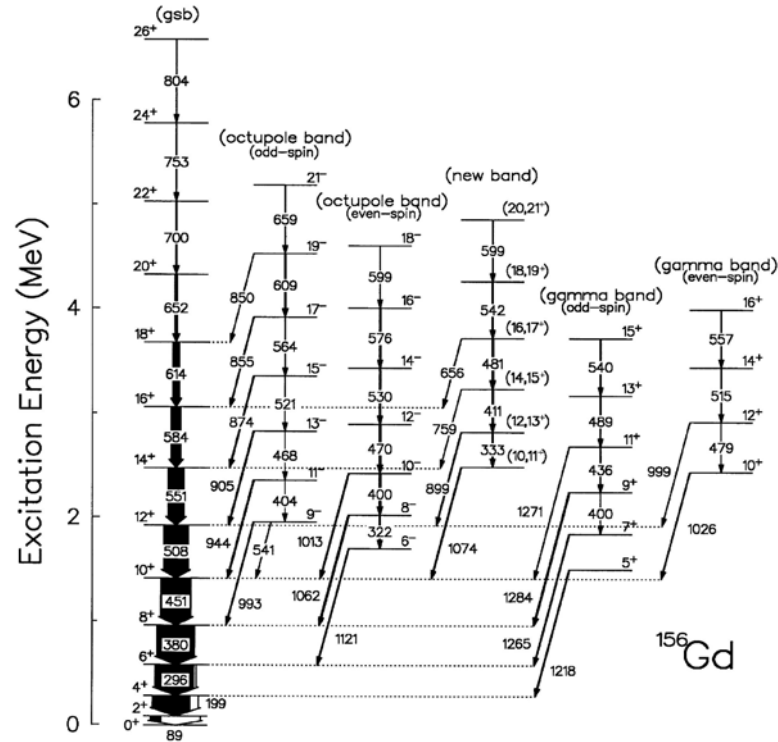


FIGURE V.5 – Schéma de niveaux du  $^{156}\text{Gd}$  obtenu lors de l'étude de Sugawara et al. [Sug01] en 2001.

Il ressort que les bandes latérales sont peuplées en faible intensité par rapport à la bande de l'état fondamentale. Cette étude a finalement permis d'étendre les bandes fondamentale, gamma et octupolaire (bande à parité négative) jusqu'aux états  $26^+$ ,  $16^+$ ,  $21^-$ . De plus, une nouvelle bande a été observée, dont les énergies des transitions diffèrent seulement de quelques keV de celles d'une bande de l'isotone  $^{158}\text{Dy}$ .

## V.2 L'expérience

La collaboration TetraNuc a pour objectif de mettre en évidence l'existence de la forme tétraédrique dans les noyaux. Sur la base d'arguments expérimentaux et théoriques tels que ceux exposés précédemment, le noyau  $^{156}\text{Gd}$  était le meilleur candidat pour rechercher des preuves expérimentales de cette forme exotique. C'est dans ce but que cette expérience a eu lieu en septembre 2007 à Jyväskylä en Finlande auprès du multidétecteur de rayonnement  $\gamma$  JUROGAM [Doa09].

### V.2.a Le dispositif expérimental

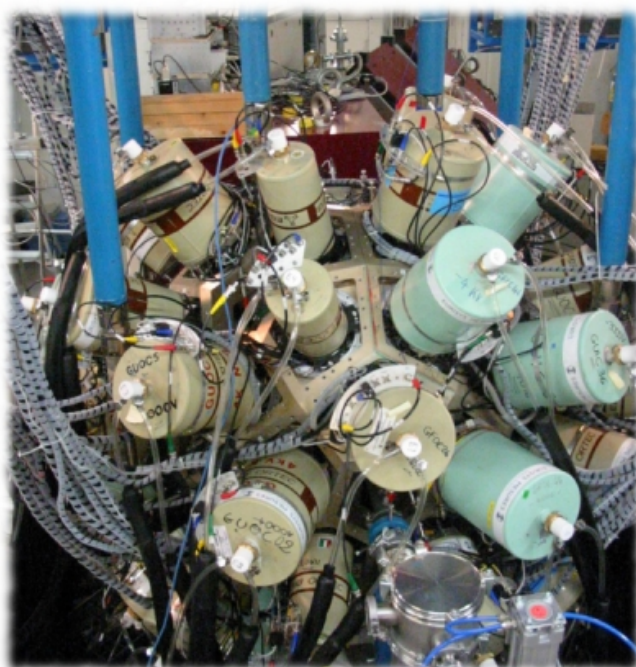


FIGURE V.6 – Multidétecteur de rayonnement  $\gamma$  JUROGAM à Jyväskylä en Finlande.

Le noyau  $^{156}\text{Gd}$  a été produit par la réaction de fusion-évaporation  $^{154}\text{Sm}(\alpha, 2n)$ . Le faisceau de particules alpha d'énergie 27.5 MeV était envoyé sur une cible auto-portée de  $^{154}\text{Sm}$  enrichie à 99.2% de 2 mg/cm<sup>2</sup> d'épaisseur. Compte tenu de l'épaisseur de la cible, les noyaux de recul étaient stoppés dans la cible, et par conséquent, aucune correction Doppler n'est à faire. L'énergie de bombardement a été choisie à la suite d'une expérience pilote réalisée avec la même réaction au Tandem d'Orsay. Cette expérience



avait permis de déterminer l'énergie la plus favorable permettant d'obtenir une forte section efficace de production du noyau  $^{156}\text{Gd}$  et de minimiser les autres voies de la réaction.

Cette expérience a pour finalité d'étudier ce noyau par spectroscopie  $\gamma$  grâce au multidétecteur JUROGAM (FIG. V.6). Il s'agit de la version ayant précédé JUROGAM II utilisé dans l'expérience de 2009 sur les isomères. Il était alors composé de 43 cristaux de germanium (HPGe) entourés d'enceintes anti-Compton avec une efficacité photopie de 4.2% à 1.3 MeV.

L'acquisition a été réalisée par deux système électronique, un système analogique et un système digital (TNT2, Tracking Numerical Treatment), produit par l'IPHC Strasbourg [Arn06]. L'acquisition des données est, comme pour l'expérience isomères, réalisée en mode "triggerless", donc toutes les données des différents détecteurs sont enregistrées indépendamment et étiquetées avec un temps absolu (timestamp). Au final, cette expérience a permis de collecter un total de  $228 \times 10^6$  événements de coïncidence  $\gamma - \gamma - \gamma$ .

### V.2.b Sections efficaces de production

Simulations PACE à 27.5 MeV			Simulations EvapOR à 27.5 MeV		
$^{157}\text{Gd}$	1.3 mb	0.12%	$^{157}\text{Gd}$	0.95 mb	0.095%
$^{156}\text{Gd}$	961 mb	92.2%	$^{156}\text{Gd}$	534 mb	52.6%
$^{155}\text{Gd}$	79.9 mb	7.7%	$^{155}\text{Gd}$	480.8 mb	47.3%
$^{156}\text{Eu}$	0.3 mb	0.03%	$^{156}\text{Eu}$	0.16 mb	0.016%
$^{153}\text{Sm}$	0.3 mb	0.03%	$^{153,154}\text{Sm}$	0.05 mb	0.005%

(a) *Simulations PACE*
(b) *Simulations EvapOR*

TABLE V.1 – *Sections efficaces de formation des différents noyaux résiduels lors de la réaction  $^{154}_{62}\text{Sm} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{158}_{64}\text{Gd}^*$ .*

Comme nous venons de l'évoquer, l'énergie a été choisie de manière à optimiser la production de  $^{156}\text{Gd}$  et minimiser les autres voies peuplées par la réaction. Pour appuyer ce choix, des estimations de sections efficaces ont été faites grâce à deux codes de simulation de réaction de fusion-évaporation [Gav80] (cf tableau TAB. V.1). Ces calculs ont été effectués pour une énergie de bombardement de 27.5 MeV avec une perte d'énergie de l'ordre de 1 MeV dans la cible. Nous voyons que les deux codes s'accordent à dire que le noyau le plus produit est le  $^{156}\text{Gd}$ . Cependant, la valeur de la section efficace varie de presque un facteur deux. Cette différence est encore plus flagrante pour la deuxième

voie majoritaire. En effet, bien que les deux codes donnent le  $^{155}\text{Gd}$  en deuxième voie, il y a une différence conséquente entre les proportions prédites (PACE 7.7% et EvapOR à 47.3%). Pour les autres voies, les deux codes sont cette fois en bon accord avec des sections efficaces prédites à moins de 1%.

Nous voyons ainsi que les codes de simulations ne peuvent être qu'une indication des espèces produites et non pas une estimation précise du nombre de noyaux produits. Nous n'avons pas estimé les sections efficaces de production des différents isotopes du Gd dans cette expérience, mais il ressort clairement des spectres que le  $^{156}\text{Gd}$  est le noyau produit majoritairement. Le  $^{155}\text{Gd}$  est également produit lors de la réaction, ce qui est en accord avec les simulations. Cependant l'analyse a aussi révélé la production d'un autre noyau qui n'avait pas été prédite par les codes, même à une section efficace très faible. Il s'agit du noyau  $^{154}\text{Gd}$  dont la présence est révélée notamment grâce au spectre montré sur la figure FIG. V.7 (ce noyau est peut être produit via une réaction sur les impuretés de la cible). C'est le spectre doublement conditionné par les transitions à 246 et 547 keV de la bande fondamentale de ce noyau. Nous observons la bande fondamentale de ce noyau jusqu'au niveau de spin  $14^+$ , et une étude plus poussée a montré que d'autres bandes étaient peuplées par la réaction.

A la suite de cette observation, une étude préliminaire [Que09] a été menée sur ce noyau qui a abouti à l'observation d'un certain nombre de transitions du noyau  $^{154}\text{Gd}$  en plus de celles de la bande fondamentale citées précédemment. Il a pu être observé des similitudes avec l'étude de Q.T.Doan *et al.* [Doa08] sur les bandes de parité négative du noyau  $^{156}\text{Gd}$ . En effet, aucune transition intrabande n'est observée pour la bande de parité négative mentionnée sur le schéma de la figure FIG. V.8. Ceci étant une manifestation attendue de la symétrie tétraédrique, l'étude de ce noyau pourrait être approfondie, en déterminant des rapports d'embranchements entre transitions si la statistique le permet.

### V.2.c Les outils d'analyse

Le travail de pré-analyse ayant été décrit en détail pour l'expérience sur les isomères, nous ne ferons qu'un bref rappel du traitement appliqué aux données brutes. En plus du calibrage en énergie en début et fin d'expérience par des sources de cobalt et d'euporium-barium, il a fallu étudier la synchronisation en temps des détecteurs puisque dans cette expérience, aucun trigger permettant de fournir un temps de référence n'était imposé. Or, cette synchronisation en temps n'a pas été correcte tout au long de l'expérience, et il a fallu exclure certains détecteurs de l'analyse. L'étude en temps des détecteurs pour cette expérience est détaillée dans la thèse de Q.T. Doan [Doa09].

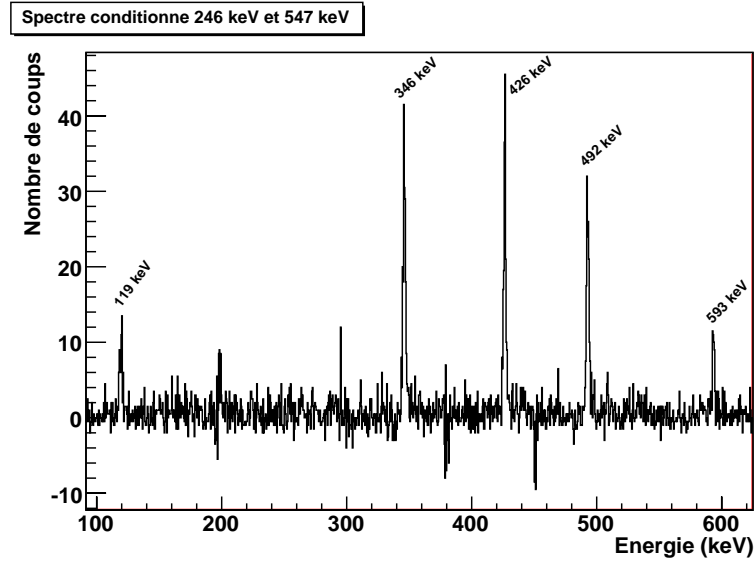


FIGURE V.7 – Spectre doublement conditionné de la bande fondamentale du noyau  $^{154}\text{Gd}$ . Les transitions à 246 et 547 keV sont logiquement absentes du spectre puisqu'elles ont servi de conditions pour la réalisation du spectre. Les fluctuations présentes sur le spectre sont dues à la soustraction imparfaite du fond et correspondent aux transitions de la bande fondamentale très intense du  $^{156}\text{Gd}$ .

Ensuite, les données ont été organisées de deux façons différentes. La première, favorisant la statistique élevée, a consisté à arranger tous les événements de multiplicité deux ou plus dans une matrice. Pour cela, toutes les combinaisons de deux, parmi les  $n$   $\gamma$  de l'événement, sont placées, au regard de leur énergie, dans une matrice. Cette matrice, dite matrice  $\gamma - \gamma$  brute en opposition aux matrices conditionnées dont nous parlerons par la suite, est donc particulièrement indiquée pour rechercher les pics de forte intensité, mais ne permet pas de sélectionner un chemin de désexcitation de manière poussée.

Pour être plus sélectif en ce sens, il est nécessaire d'imposer plusieurs coïncidences entre transitions  $\gamma$  et ceci n'est possible qu'en augmentant la dimension de notre "matrice". Or cette expérience a permis de collecter une grande quantité de coïncidences  $\gamma - \gamma - \gamma$ , dites triples. Nous avons donc implémenté tous les événements de multiplicité 3 ou plus dans un cube  $\gamma - \gamma - \gamma$ . Ceci permet donc d'imposer deux conditions de coïncidence afin d'être plus sélectif et ainsi de pouvoir séparer les transitions d'un doublet en énergie dont les transitions n'appartiennent pas à un même chemin de désexcitation.

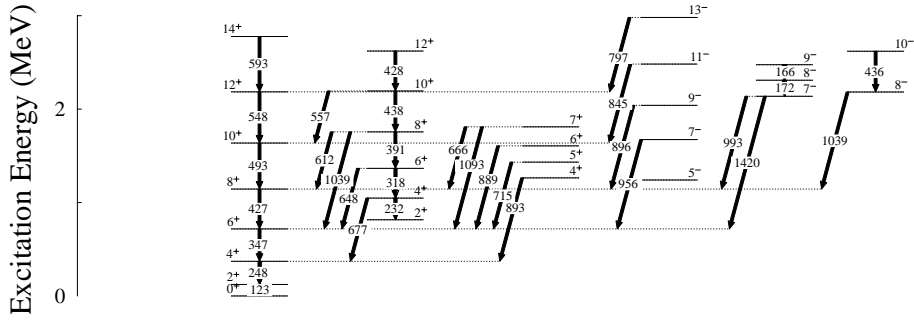
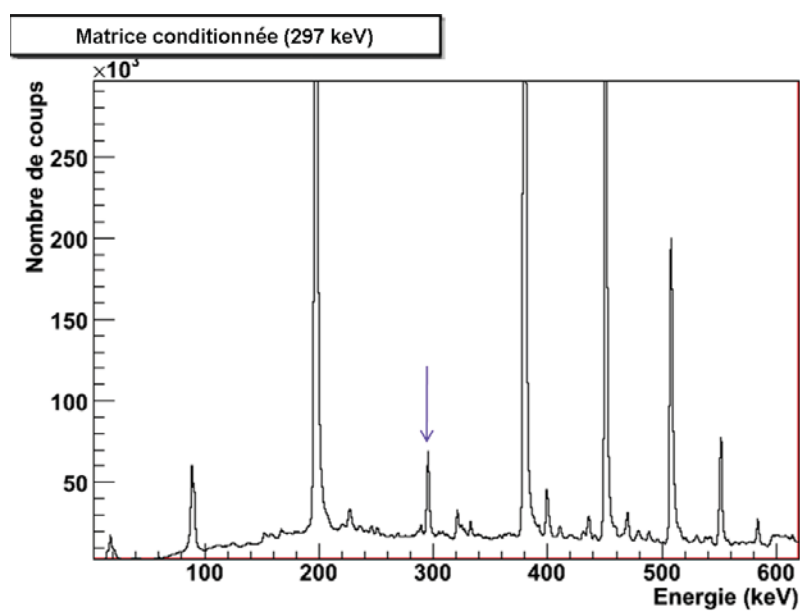


FIGURE V.8 – Schéma de niveaux des transitions du noyau  $^{154}\text{Gd}$  observées dans l'étude préliminaire de ce noyau [Que09].

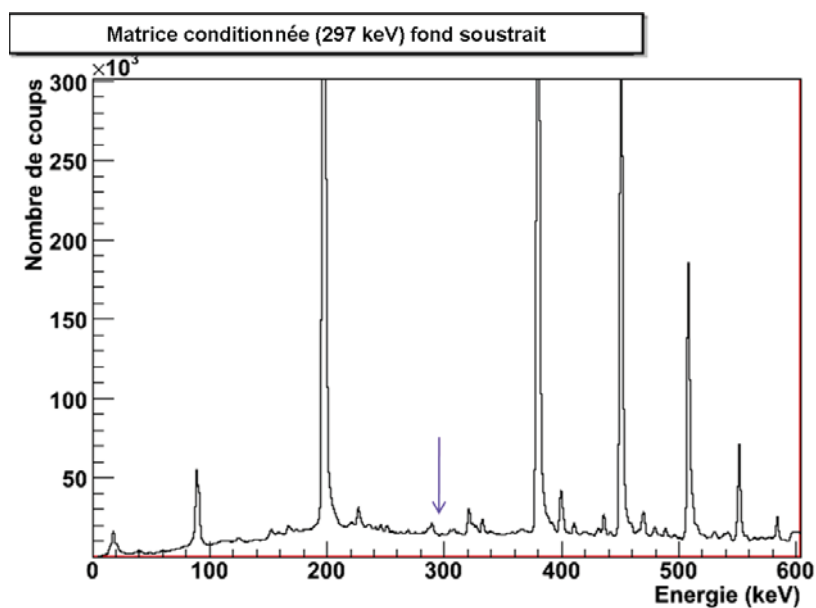
Les outils utilisés pour analyser les données sont, pour cette expérience aussi, basés sur l'environnement ROOT. En plus de l'outil d'analyse graphique des matrices développé dans GammaWare décrit dans le chapitre III, des routines permettant d'imposer des coïncidences avec un intervalle d'énergie donné ont été implémentées. Ces différentes routines, illustrées ci-après, permettent de réaliser, à partir du cube  $\gamma - \gamma - \gamma$ , des matrices ou des spectres conditionnés.

A partir du cube, nous pouvons, en spécifiant un intervalle d'énergie, obtenir une matrice conditionnée par une transition. La figure FIG. V.9(a) présente un exemple de matrice conditionnée à partir du cube par la transition 297 keV. Nous pouvons voir que la procédure de création de matrice conditionnée ne contient pas de soustraction de fond. Cela se remarque d'une part au niveau du fond Compton visible sous les raies et d'autre part, par la présence d'un pic résiduel à 297 keV, qui est la raie sur laquelle la condition a été mise. Ce pic ne devrait plus apparaître sur la projection de la matrice à moins qu'il ne fasse partie d'un multiplet en énergie. Pour corriger ceci, il a été mis en place une routine pour soustraire le fond d'une matrice conditionnée. Il s'agit ici de retrancher à la matrice une fraction de la matrice brute. La portion à soustraire est choisie par itération, de manière à réduire la raie résiduelle à hauteur du fond Compton. Notons ici que cette procédure ne permet pas d'éliminer le fond Compton lui-même. Le résultat de cette soustraction de fond est illustré sur la figure FIG. V.9(b).

La dernière technique pour analyser les données est de construire un spectre directement à partir du cube, en imposant deux conditions successives. Pour cela, il faut spécifier deux intervalles d'énergie à une routine qui va calculer et tracer le spectre de toutes les transitions en coïncidence avec les deux transitions choisies. Un tel spectre est montré sur la figure FIG. V.10. Nous remarquons sur cette figure que le fond est inexistant, aux



(a)



(b)

FIGURE V.9 – Illustration de la soustraction de fond sur une matrice conditionnée. On peut voir que la matrice conditionnée sur la transition à 297 keV (a) contient encore une fraction de cette raie. En opérant la soustraction de fond, ce pic résiduel est éliminé (b).

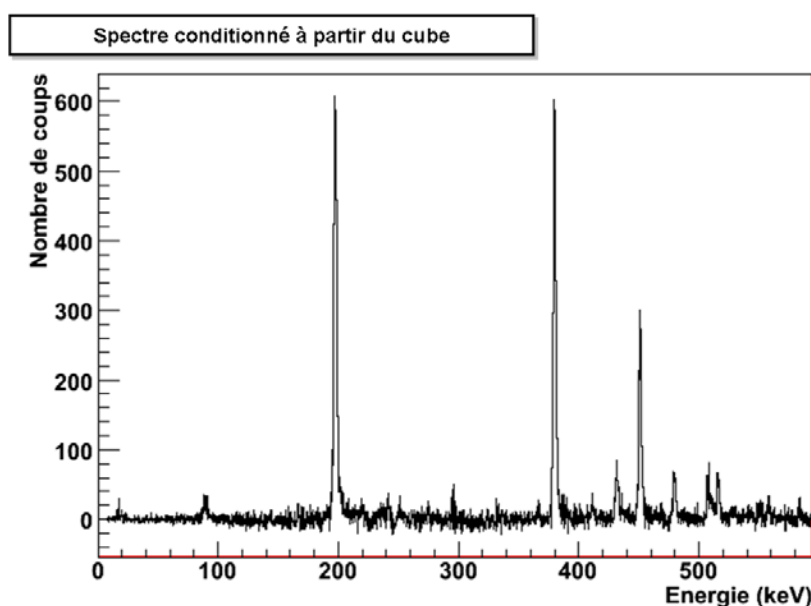


FIGURE V.10 – *Spectre doublement conditionné obtenu directement à partir du cube. Nous pouvons observer l'absence de fond obtenue grâce à la procédure de soustraction de fond de la routine.*

fluctuations statistiques près. En effet, cette routine comprend une procédure de soustraction de fond implémentée simultanément à la création du spectre. Nous obtenons ainsi des spectres beaucoup plus propres et avec peu de risque de contaminations dues aux coïncidences avec le fond. Il reste malgré tout possible d'avoir un très faible résidu des raies de la bande fondamentale, comme nous le voyons sur la figure FIG. V.10 pour la raie à 297 keV ayant servi de condition. Cette technique permet également d'imposer des conditions plus complexes que les deux premières. En effet, il est possible d'indiquer plusieurs premières et plusieurs secondes fenêtres d'énergie. Appliquer plusieurs premières conditions revient à sommer les matrices conditionnées par chacune des transitions indiquées, ce qui équivaut à des OU logiques. Il en est de même pour les secondes conditions. Au final, nous obtenons une somme de spectres conditionnés par toutes les combinaisons possibles entre premières et deuxièmes conditions.

Nous avons utilisé toutes ces méthodes conjointement afin de vérifier de manière redondante l'existence des raies ainsi que leur placement dans le schéma de niveaux. Les résultats émergents de ce travail d'analyse sont présentés dans la section suivante.

## V.3 Résultats expérimentaux

Dans cette étude, nous nous intéresserons uniquement aux bandes de parité positive et en particulier aux bandes gamma et beta. Le but ici est de vérifier la présence des transitions référencées dans les bases de données, notamment vers le bas des bandes, mais également d'enrichir le schéma de niveaux des bandes à parité positive.

### V.3.a Nouvelles transitions dans les bandes $\gamma$

L'analyse a permis de mettre en évidence un certain nombre de nouvelles transitions dans les deux bandes  $\gamma$ . Nous pouvons distinguer ces transitions en deux catégories, les intrabandes reliant deux niveaux de la même bande, et les interbandes, désexcitant un niveau d'une bande vers un niveau d'une autre bande. C'est en ce sens que seront présentées ces nouvelles raies dans la partie qui vient. Par ailleurs, les résultats obtenus et les raies observées pour les deux bandes  $\gamma$  sont récapitulés dans le schéma de niveaux partiel de la figure FIG. V.11.

#### Les intrabandes

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux transitions intrabandes de la bande  $\gamma$  à spins pairs. Cinq transitions de cette bande étaient connues avant notre étude, dont deux à bas spins. L'analyse des données de l'expérience a permis de découvrir deux nouvelles transitions en dessous du spin  $10_{\gamma}^{+}$ . Le spectre de la figure FIG. V.12 présente les transitions en double coïncidence avec la raie intrabande à 480 keV et la raie interbande à 1046 keV désexcitant le niveau inférieur. En premier lieu, nous pouvons noter la présence des raies de la bande fondamentale jusqu'à 380 keV, niveau sur lequel aboutit la raie à 1046 keV. Nous apercevons également une raie à 515 keV qui correspond à la transition intrabande immédiatement au dessus du 480 keV. Enfin, nous observons une raie à 431 keV qui n'est pas référencée dans les schémas de niveaux existants, mais dont l'énergie correspond à l'écart d'énergie entre les niveaux  $10_{\gamma}^{+}$  et  $8_{\gamma}^{+}$ . Ce placement a été confirmé par la suite grâce à d'autres combinaisons de conditions.

De la même manière, l'existence de la transition à 367 keV reliant les niveaux  $8_{\gamma}^{+}$  et  $6_{\gamma}^{+}$  a été mise en évidence. Cette transition peut être observée sur la figure FIG. V.13(a). En ce qui concerne le bas de bande, aucune transition n'a pu être vue en dessous du spin  $6_{\gamma}^{+}$  lors de cette étude. En revanche, les niveaux ont pu être confirmés via l'observation de transitions interbandes. Par exemple, le placement du niveau  $4_{\gamma}^{+}$  est validé à la fois grâce à la transition à 267 keV arrivant d'un niveau  $4^{+}$  d'une autre bande et par l'observation





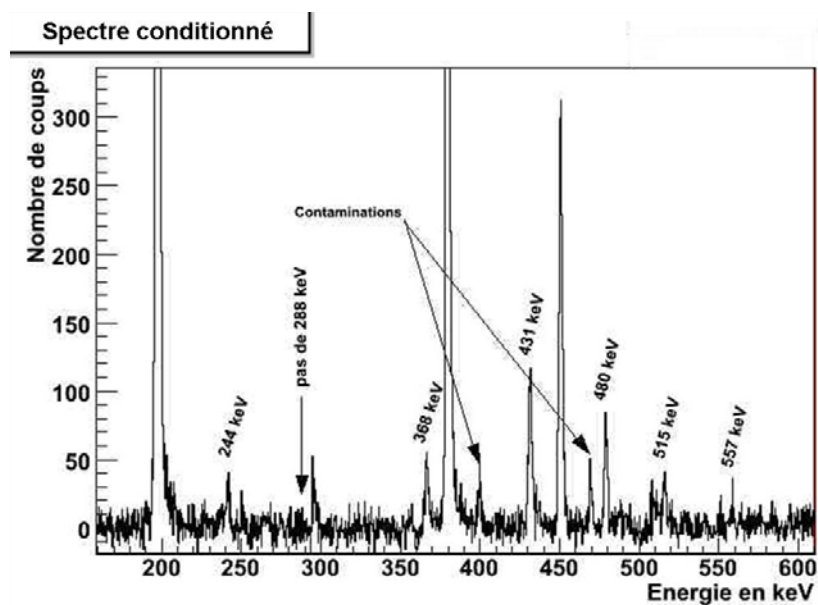
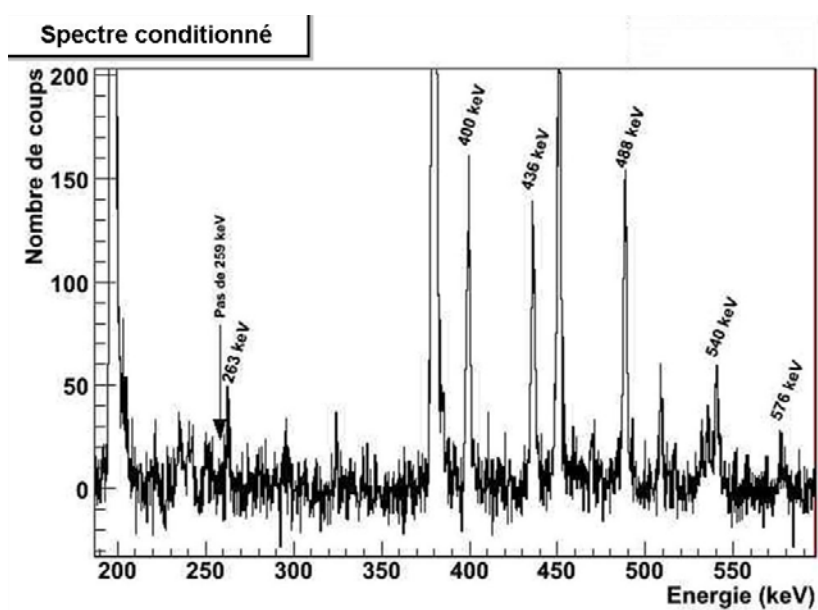
(a) Bande  $\gamma$  paire(b) Bande  $\gamma$  impaire

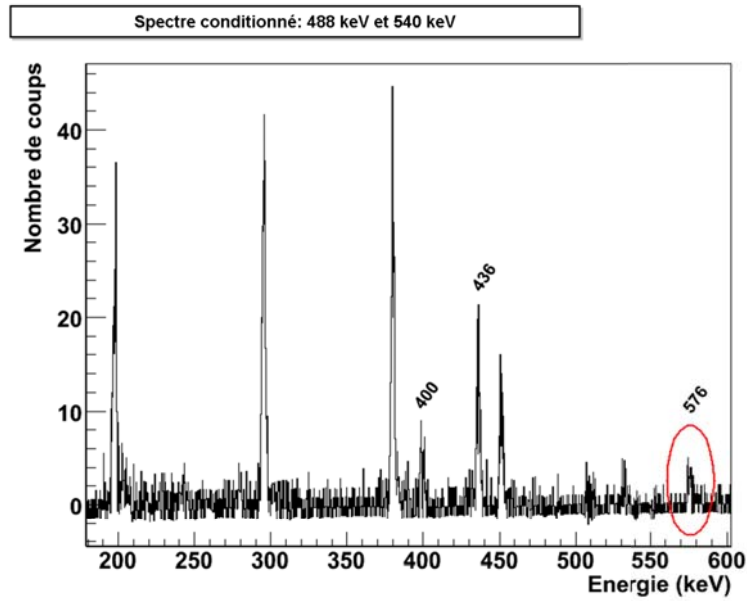
FIGURE V.13 – Spectres conditionnés des transitions intrabandes des bandes  $\gamma$  de spins (a) pairs et (b) impairs obtenus en imposant des coïncidences sur les interbandes vers la bande fondamentale.

de deux raies désexcitant le niveau vers la bande fondamentale. Il en va de même pour le niveau  $2_\gamma^+$  de cette même bande gamma de spin pair.

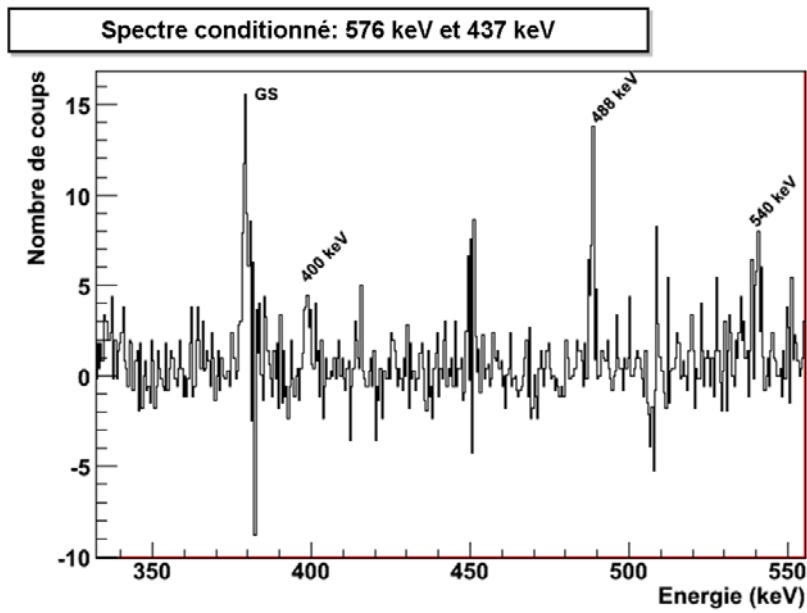
L'étude de la bande gamma de spins impairs a permis de confirmer les transitions intrabandes jusqu'au niveau de spin  $5_\gamma^+$ . La transition à 259 keV désexcitant le niveau  $5_\gamma^+$  vers le niveau  $3_\gamma^+$  n'a, quant à elle, pas été observée dans cette étude comme en témoigne la figure FIG. V.13(b). L'existence du niveau a cependant été confirmée de la même manière que les niveaux de bas spins de la bande gamma de spin pair. En explorant le haut de la bande par différentes voies, une nouvelle transition à 576 keV a été vue qui étend la bande vers le haut. Le spectre conditionné par les transitions intrabandes 488 keV et 540 keV de la figure FIG. V.14(a) permet d'observer cette transition. Nous apercevons également les transitions intrabandes inférieures à 437 et 400 keV, ce qui permet de confirmer que nous sélectionnons cette bande. Le pic peu intense à 576 keV est interprété ici comme transition d'un niveau supérieur (supposé  $I^\pi = 17^+$ ) vers le niveau  $15_\gamma^+$ , ce qui donne un niveau à une énergie d'environ 4291 keV. L'existence de cette transition a pu être confirmée grâce à d'autres combinaisons de coïncidences, notamment de manière à être sûr que ce n'était pas une contamination par la transition de même énergie de la bande à parité négative (qui est la plus intense après la bande fondamentale). Par exemple, en imposant des coïncidences sur la transition à 576 keV elle-même ainsi que sur celle à 437 keV qui se situe plus bas dans la même bande, nous obtenons le spectre de la figure FIG. V.14(b). Nous retrouvons les transitions intrabandes mais aucune transition de la bande de parité négative. Ceci nous permet donc d'affirmer qu'il s'agit bien d'une nouvelle transition étendant la bande  $\gamma$  de spin impair vers le haut.

Nous pouvons noter ici la différence entre un spectre réalisé directement à partir du cube, et un spectre obtenu via la création d'une matrice conditionnée. Nous voyons que dans le cas du spectre conditionné à partir du cube, la procédure de soustraction de fond est bien plus rigoureuse et propre que dans le cas où la coïncidence a été imposée graphiquement sur une matrice conditionnée.

Afin de confirmer l'appartenance du niveau nouvellement découvert à la bande  $\gamma$ , nous avons étendu le tracé, proposé initialement par J. Konijn *et al.* [Kon81], de la quantité  $\Delta E/2I$  en fonction de  $2I^2$ . En plus de l'étagement caractéristique observé lors de l'étude de 1981, nous voyons que le niveau  $17^+$  continue correctement la séquence des niveaux. De plus, nous verrons, à la fin de ce chapitre, que le tracé des moments alignés relatifs abonde également en ce sens. Ceci nous permet d'affirmer que la transition à 576 keV appartient à la bande  $\gamma$  de spins impairs et qu'un nouveau niveau lui est attribué avec



(a) 488 keV et 540 keV



(b) 576 keV puis 437 keV

FIGURE V.14 – Spectres de la bande  $\gamma$  de spins impairs conditionnés par les transitions (a) à 488 keV et 540 keV et (b) 576 keV puis 437 keV. Cela met en évidence l'existence de la transition à 576 keV du haut de la bande  $\gamma$  de spins impairs.

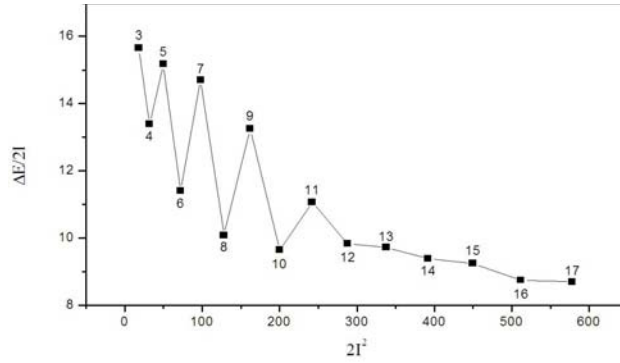


FIGURE V.15 – *Extension du tracé de  $\Delta E/2I$  en fonction de  $2I^2$  tenant compte du nouveau niveau découvert dans la bande  $\gamma$  de spins impairs.*

une énergie d'excitation de 4291 keV.

### Les interbandes

Pour compléter l'étude de ces deux bandes  $\gamma$ , nous nous sommes intéressés aux transitions interbandes. Comme nous l'avons vu, ces transitions sont importantes car elles peuvent permettre de placer ou de confirmer l'existence de certains niveaux pour lesquels les transitions E2 seraient trop faibles pour être observées.

La figure FIG. V.16 représente le spectre de la bande  $\gamma$  à spins impairs conditionné d'une part par toutes les transitions intrabandes, exception faite de la transition à 400 keV pour éviter des contaminations par les bandes de parité négative, et d'autre part par la transition de la bande fondamentale à 297 keV. La partie basse énergie du spectre n'est pas montrée, mais nous retrouvons toutes les transitions E2 de la bande sauf la transition à 343 keV qui est trop faible pour être vue ici. Si nous nous intéressons à la partie haute énergie du spectre, nous apercevons les transitions interbandes reliant cette bande à la bande fondamentale. Nous pouvons retrouver les transitions connues : 1271 keV ( $11_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ ), 1285 keV ( $9_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ ), 1265 keV ( $7_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ ) et 885 keV ( $7_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ ), et 922 keV ( $5_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ ). Notons que les transitions interbandes de bas de bandes (1219 keV, 960 keV et 1159 keV) sont logiquement absentes de ce spectre puisque la condition est mise sur la transition de la bande fondamentale ( $6_{gs}^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ ) et que donc, elles ne peuvent pas être en coïncidence avec celle-ci. D'autres analyses ont cependant permis de confirmer leur présence et leur placement notamment grâce à la désexcitation d'un niveau d'une autre bande vers le niveau  $3_\gamma^+$  via une transition à 263 keV.

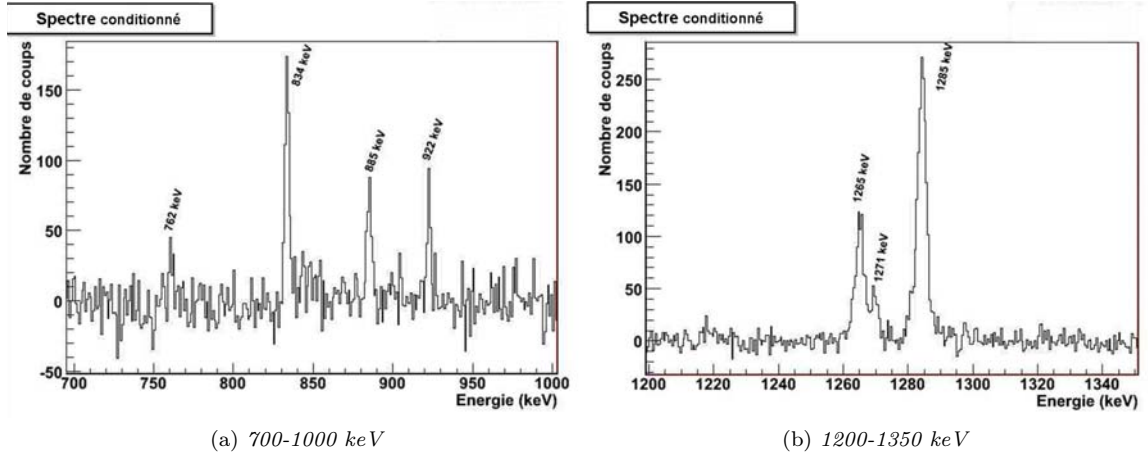


FIGURE V.16 – Spectre des raies en coïncidence avec la transition de la bande fondamentale à 297 keV et l'ensemble des transitions intra-bandes de la bande  $\gamma$  de spins impairs (excepté la transition à 400 keV pour éviter la contamination par les bandes de parité négative) pour deux intervalles d'énergie, (a) de 700 à 1000 keV et (b) de 1200 à 1350 keV.

Sur ce spectre apparaît également une raie à 834 keV correspondant à une transition déjà observée mais dont l'assignation était incertaine. L'étude a confirmé que cette raie est la transition désexcitant le niveau  $9_{\gamma}^{+}$  vers le niveau  $10_{gs}^{+}$ . De la même façon, nous supposons l'existence d'une transition analogue à 762 keV entre le niveau  $11_{\gamma}^{+}$  et  $12_{gs}^{+}$ . Néanmoins, cette raie est très peu intense et n'a pas pu être vue de manière redondante, ce qui explique pourquoi elle est indiquée en pointillés sur le schéma de niveaux FIG. V.11.

Un travail similaire sur les interbandes de la bande  $\gamma$  à spin pair vers la bande fondamentale a été réalisé. La figure FIG. V.17 représente le spectre conditionné par les transitions E2 de la bande  $\gamma$  et deux transitions du bas de la bande fondamentale (199 et 297 keV). La plupart des transitions interbandes ont pu être observées dans l'analyse des spectres, hormis les transitions à 771 keV ( $4_{\gamma}^{+} \rightarrow 6_{gs}^{+}$ ) et 866 keV ( $2_{\gamma}^{+} \rightarrow 4_{gs}^{+}$ ). Notons que pour les transitions à bas spin désexcitant les niveaux  $4_{\gamma}^{+}$  et  $2_{\gamma}^{+}$ , de manière similaire au niveau  $3_{\gamma}^{+}$ , nous avons pu confirmer leur présence grâce à deux transitions issues d'une autre bande avec des énergies de 267 et 356 keV.

Afin de compléter l'étude de ces deux bandes, une étude systématique des spectres conditionnés par des transitions des bandes  $\gamma$  a été réalisée et a révélé la présence de

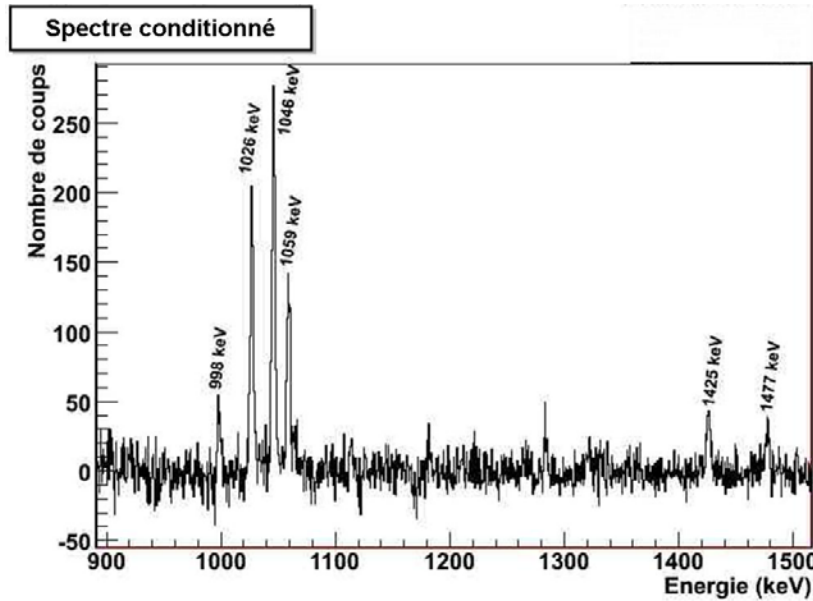


FIGURE V.17 – Spectre des raies en coïncidence avec l'ensemble des transitions intrabandes de la bande  $\gamma$  de spin pair et les transitions de la bande fondamentale à 199 et 297 keV. Il montre les transitions interbandes reliant la bande  $\gamma$  paire et les niveaux de la bande fondamentale de spin supérieur ou égal à  $4^+$ .

plusieurs raies entre 200 et 300 keV. Deux de ces transitions apparaissent sur les deux spectres de la figure FIG. V.13 : les raies à 244 et 263 keV. Parmi ces raies, deux avaient déjà été vues dans des études antérieures (244 keV et 238 keV) et avaient été interprétées comme des transitions entre les deux bandes  $\gamma$ . Nous avons alors constaté que, du point de vue énergétique, toutes ces transitions pouvaient être placées dans le schéma de niveaux de la même manière, comme transitions reliant les deux bandes  $\gamma$ . Nous pouvons vérifier cette hypothèse par plusieurs voies. Nous présenterons l'exemple de la raie à 244 keV qui est la plus intense de toutes. Selon cette hypothèse, cette transition relie le niveau  $11_\gamma^+$  au niveau  $10_\gamma^+$ . La figure FIG. V.18 montre deux spectres conditionnés permettant de vérifier le placement de cette transition. Ils sont issus de conditions appliquées sur une matrice conditionnée par la transition 488 keV ( $13_\gamma^+ \rightarrow 11_\gamma^+$ ). La seconde condition est mise soit sur la transition E2 de 431 keV ( $10_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+$ ) (FIG. V.18(a)), soit sur la transition à 244 keV elle-même (FIG. V.18(b)). Nous pouvons constater que les deux spectres contiennent les raies correspondant au chemin de désintégration supposé et sont donc cohérents avec notre hypothèse de départ. Ceci nous permet ainsi de confirmer le placement précédemment proposé pour cette transition. Un travail similaire a été fait

pour les autres transitions inconnues, et a montré qu'il s'agissait également de transitions reliant les deux bandes  $\gamma$ . Les nouvelles transitions trouvées ont les énergies suivantes : 280 keV ( $16_{\gamma}^{+} \rightarrow 15_{\gamma}^{+}$ ), 277 keV ( $15_{\gamma}^{+} \rightarrow 14_{\gamma}^{+}$ ), 263 keV ( $14_{\gamma}^{+} \rightarrow 13_{\gamma}^{+}$ ), 253 keV ( $13_{\gamma}^{+} \rightarrow 12_{\gamma}^{+}$ ), 236 keV ( $12_{\gamma}^{+} \rightarrow 11_{\gamma}^{+}$ ), 244 keV ( $11_{\gamma}^{+} \rightarrow 10_{\gamma}^{+}$ ), et 238 keV ( $9_{\gamma}^{+} \rightarrow 8_{\gamma}^{+}$ ).

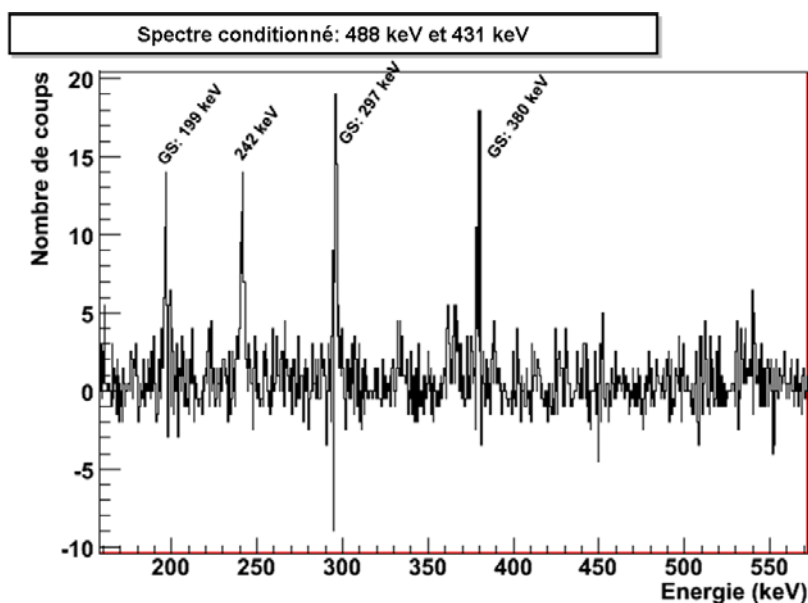
Pour conclure sur l'étude des bandes  $\gamma$ , nous avons pu mettre en évidence 12 nouvelles transitions dont trois transitions intrabandes et neuf interbandes (cf. FIG. V.11). Parmi les interbandes découvertes, la plupart relie les deux bandes  $\gamma$  entre elles. Par ailleurs, les transitions E2 de bas de bandes n'ont pas été observées mais l'existence des niveaux a pu être confirmée grâce à plusieurs transitions interbandes peuplant ou désexcitant ces niveaux. Plus précisément, ont été observés des transitions jusqu'au spin  $6^{+}$  et  $5^{+}$  respectivement avec l'ajout des transitions  $10_{\gamma}^{+} \rightarrow 8_{\gamma}^{+}$  et  $8_{\gamma}^{+} \rightarrow 6_{\gamma}^{+}$ . Les transitions  $6_{\gamma}^{+} \rightarrow 4_{\gamma}^{+}$ ,  $4_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_{\gamma}^{+}$ , et  $5_{\gamma}^{+} \rightarrow 3_{\gamma}^{+}$  n'ont pas été observées, bien que l'existence des niveaux aie été confirmée.

### V.3.b Les autres bandes de parité positive

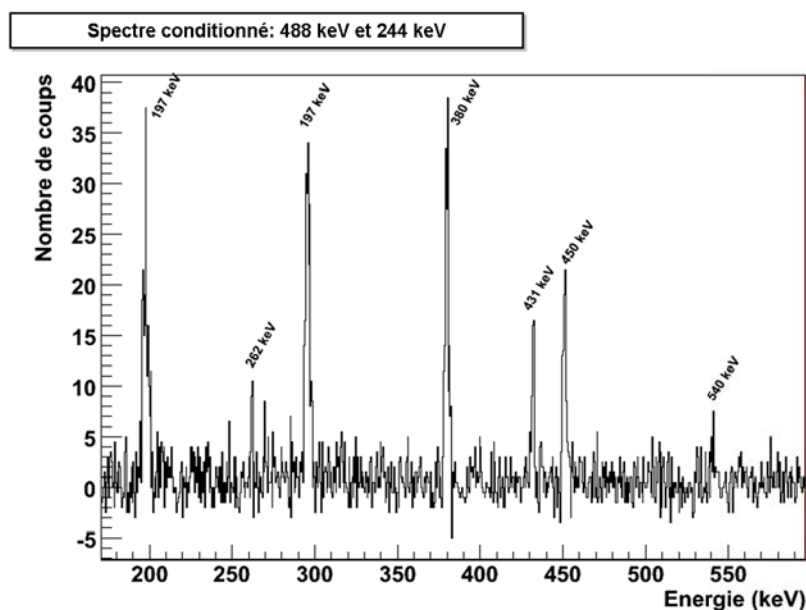
Deux autres bandes de parité positive ont été étudiées lors de l'analyse de cette expérience, il s'agit des bandes  $\beta$  et  $K^{\pi} = 0^{+}$ . Ces deux bandes sont particulières car dans le passé, elles ont essentiellement été construites grâce aux transitions interbandes. Il est donc difficile d'être formel quant au placement des niveaux et nous allons essayer d'apporter quelques précisions.

Pour ce qui est de la bande  $\beta$ , les transitions intrabandes n'ont pas pu être observées comme l'atteste la figure FIG. V.19. Il s'agit du spectre conditionné par les transitions interbandes vers la bande de l'état fondamental. Nous voyons qu'aucune raie n'est visible aux énergies attendues des transitions intrabandes. Dans ses conditions, il est difficile de conclure sur l'existence de ces niveaux sinon par la présence des transitions interbandes elles-mêmes. Cependant, le dernier niveau de cette bande est ici mis en cause. En effet, bien qu'il existe une transition à 1292 keV dans le spectre total, il est apparu clairement qu'elle était en coïncidence avec la transition à 508 keV de la bande fondamentale, ce qui remet en question l'énergie d'excitation de ce niveau et par la même, son appartenance à la bande  $\beta$ . Ceci explique l'absence de ce niveau sur le schéma proposé à l'issue de notre étude.

La dernière bande dont nous parlerons ici est la bande notée  $K^{\pi} = 0^{+}$ . De même que pour la précédente, nous n'avons pas pu observer les transitions E2 de cette bande



(a) 488 keV puis 431 keV



(b) 488 keV puis 244 keV

FIGURE V.18 – Spectres conditionnés par la transition à 488 keV ( $13_7^+ \rightarrow 11_7^+$ ) et par (a) 341 keV ou (b) 244 keV. Sur le spectre (a) nous apercevons la transition à 244 keV et le spectre (b) permet de confirmer son placement dans le schéma.



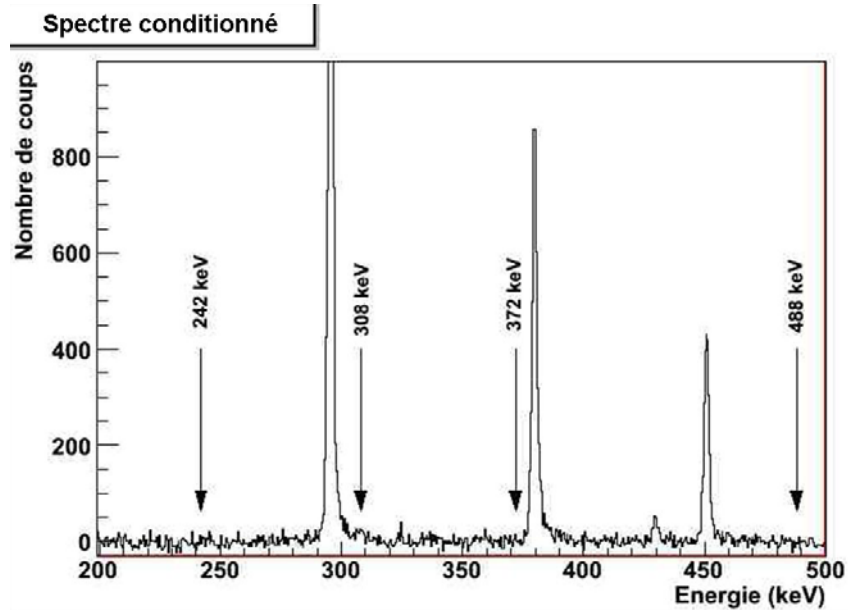


FIGURE V.19 – Spectre doublement conditionné de la bande  $\beta$ . Les conditions ont été imposées sur les transitions interbandes ainsi que sur des transitions de la bande fondamentale. Les flèches indiquent les énergies attendues pour les transitions  $E2$ .

alors que les transitions interbandes vers le fondamental sont bien présentes. Il a été possible de confirmer certains niveaux grâce à l'existence de transitions les alimentant. Ces transitions désexcitent la bande  $K^\pi = 4^+$ , et sont montrées sur la figure FIG. V.20. Cette bande est alimentée essentiellement par un état isomérique de spin  $7^-$  à 2137 keV et de durée de vie 1.3  $\mu$ s. Elle présente de nombreuses raies relativement intenses, telles que les raies à 156, 228 et 384 keV, qui ont permis de vérifier l'alimentation des niveaux. Dans la bande  $K^\pi = 0^+$ , une transition à 290 keV était déjà connue alimentant le niveau  $4^+_{0+}$ , et la figure FIG. V.20(a) confirme qu'elle est présente dans notre expérience. Cette transition permet donc de valider le niveau alimenté et également les interbandes qui le désexcitent. Une transition analogue a été trouvée à 144 keV ( $7^+_{4+} \rightarrow 6^+_{0+}$ ) et valide le placement du niveau  $6^+_{0+}$  et de la transition le reliant à la bande fondamentale. Il n'a pas été trouvé d'autre transition similaire pour les niveaux supérieurs  $10^+_{0+}$  et  $8^+_{0+}$  ni pour les deux niveaux de bas de bandes  $2^+_{0+}$  et  $0^+_{0+}$  dont le placement restera indirect.

Nous avons dans cette partie exploré les transitions  $\gamma$  pour construire, confirmer et étendre le schéma de niveaux du  $^{156}\text{Gd}$ . Le schéma de niveaux regroupant les quatre bandes de parité positive étudiées ici est donné sur la figure FIG. V.21. Cela permet

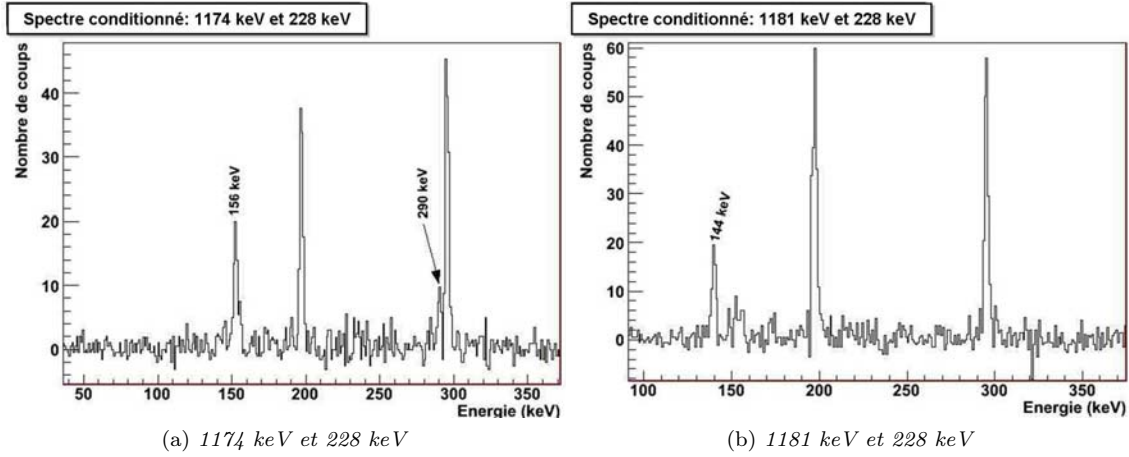


FIGURE V.20 – Spectres conditionnés par les transitions  $\gamma_{iso}^- \rightarrow \gamma_{K^\pi=4^+}^+$  à 228 keV et (a) 1174 keV ou (b) 1181 keV. Ils montrent le lien entre la bande  $K^\pi = 4^+$  et la bande qui nous intéresse ici ( $K^\pi = 0^+$ ). Les transitions à 290 keV et 144 keV permettent de fixer l'existence des niveaux  $4^+$  et  $6^+$ .

d'établir les chemins possibles de la désexcitation du noyau mais ne nous dit pas en quelle proportion ils sont empruntés. Cette information est donnée par l'intensité relative des transitions et va être évaluée dans la suite.

### V.3.c Intensités relatives et rapports d'embranchement

#### Intensités relatives

Le calcul de l'intensité relative permet de donner une idée de la propension qu'un noyau aura de choisir tel chemin de désexcitation en dehors de tout biais expérimental.

##### ★ Conversion interne

Le spectre expérimental ne se veut pas être un reflet correct de la probabilité des différentes transitions. D'abord, puisque nous ne collectons que le rayonnement  $\gamma$ , nous n'observons pas toutes les désexcitations du noyau. Une partie se fait par conversion interne, qui consiste en une désexcitation du noyau par transfert de l'énergie à un électron des couches internes du cortège électronique. L'électron est ainsi éjecté avec une énergie cinétique légèrement inférieure à l'énergie de la raie  $\gamma$  correspondante, l'énergie manquante étant l'énergie de liaison de l'électron. Ce phénomène est accompagné de l'émissions de rayons X caractéristiques des couches électroniques de l'atome. La conversion est carac-

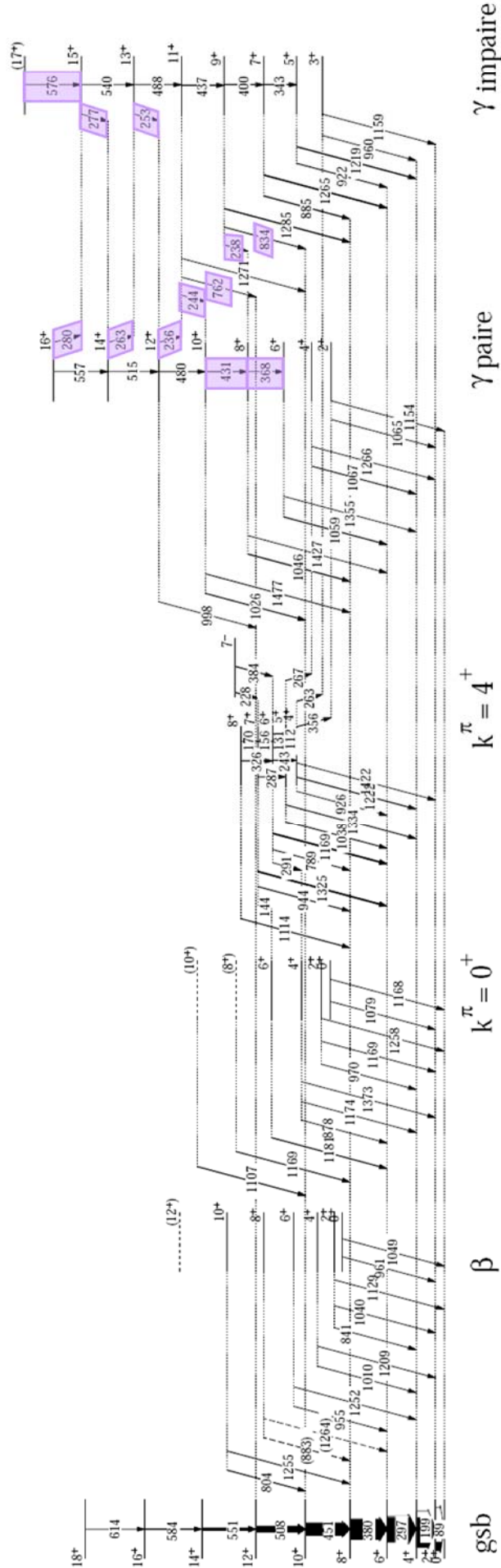


FIGURE V.21 – Schéma de niveaux partiel du  $^{156}\text{Gd}$  regroupant les résultats sur les bandes de parité positive. Les transitions en pointillés ont été placées en regard des schémas de niveaux existant mais n'ont pas pu être confirmées. Les épaisseurs des flèches traduisent leurs intensités relatives. Toutes les transitions arrivant sur un niveau inférieur au niveau  $4^+$  de la bande fondamentale dont l'intensité relative n'a pas pu être mesurée se sont vu attribuer une intensité arbitraire de 0.01% pour la bonne lisibilité du schéma.

térisée par un coefficient de conversion, que l'on notera  $\alpha$ , et qui représente le rapport entre nombres de désexcitations par émission  $\gamma$  et par conversion interne. Ainsi, pour obtenir le nombre total de désexcitation, il nous faut corriger nos observations par ce facteur.

★ *Efficacité relative*

Le second effet qui joue est purement expérimental cette fois. Il s'agit du fait que l'efficacité de détection varie avec l'énergie et ainsi, un rayonnement de haute énergie n'est pas détecté de la même manière qu'un  $\gamma$  de basse énergie. Cet effet est quantifié de manière absolue grâce à l'utilisation de source radioactive dont l'activité est connue. De fait, en connaissant l'activité de la source au moment de la mesure, nous déterminons le nombre de  $\gamma$  émis aux énergies considérées grâce aux intensités des différentes transitions. Pour cela, il faut que le temps de mesure soit petit devant le temps de vie de la source afin de considérer l'activité constante durant la mesure. L'efficacité absolue est alors définie par :

$$N_{spectre}(E) = \epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) \times \kappa \times I_{source}^{\gamma}(E_{\gamma}), \quad (\text{Eq. V.1})$$

où  $N_{spectre}$  est le nombre de  $\gamma$  détectés,  $I_{source}^{\gamma}$  l'intensité du rayonnement d'énergie  $E_{\gamma}$  de la source utilisée,  $\epsilon_{\gamma}$  est l'efficacité du détecteur, et  $\kappa$  est un facteur qui dépend de la source (activité au moment de l'acquisition par exemple) et de la durée de la mesure .

Dans l'analyse qui a été faite de l'expérience, il n'est pas nécessaire de connaître l'efficacité absolue, puisque nous utiliserons systématiquement des rapports entre les efficacités. Nous voyons alors que le coefficient  $\kappa$  disparaît des calculs, ce qui nous permet de définir l'efficacité relative de détection par :

$$N_{spectre}(E) = \epsilon_{rel}(E_{\gamma}) \times I_{source}(E_{\gamma}), \quad (\text{Eq. V.2})$$

où  $\kappa$  est absorbé dans l'efficacité pour donner une efficacité relative. Ainsi, en traçant le rapport du nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés à l'énergie  $E_{\gamma}$  sur l'intensité de ce même rayonnement, nous obtenons l'efficacité relative de détection. Dans cette expérience, cela a été fait à l'aide d'une source Eu-Ba (respectivement  $T_{1/2} = 13$  ans et  $T_{1/2} = 10.7$  ans) permettant de couvrir une gamme en énergie de 80 à 1400 keV. La courbe d'efficacité relative ainsi obtenue est montrée sur la figure FIG. V.22. L'ajustement nous permet alors d'avoir une estimation de la correction à apporter à n'importe quelle énergie.

A partir de ces deux quantités, nous allons pouvoir remonter au nombre de désexcitations d'une énergie donnée à partir du nombre de coups dans le spectre. Ceci va s'exprimer de la manière suivante :

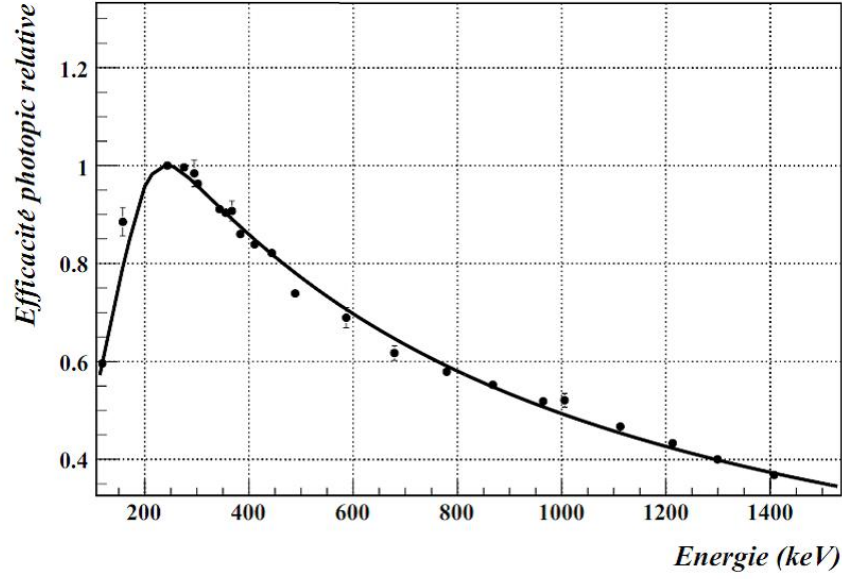


FIGURE V.22 – *Efficacité relative du multidétecteur JUROGAM. Les points sont les données expérimentales mesurées à partir d'une source Eu-Ba et la courbe est le résultat d'un ajustement des mesures [Doa09].*

$$N_{\text{émis}}(E) = \frac{N_{\text{spectre}}(E)}{\epsilon_{\gamma}(E)} (1 + \alpha(E)) \quad (\text{Eq. V.3})$$

où  $N_{\text{émis}}$  est le nombre de désexcitations par la transition d'énergie  $E$ ,  $N_{\text{spectre}}$  est le nombre de  $\gamma$  détectés et  $\alpha$  est le coefficient de conversion.  $\epsilon_{\gamma}$  est l'efficacité du détecteur que nous pouvons remplacer par l'efficacité relative. La quantité est alors le nombre de désexcitations relatif :

$$N_{\text{rel}}(E) = \frac{N_{\text{spectre}}(E)}{\epsilon_{\text{rel}}(E)} (1 + \alpha(E)) \quad (\text{Eq. V.4})$$

C'est cette quantité que nous utiliserons pour calculer les intensités relatives. Nous allons maintenant voir comment ont été déterminées ces valeurs. Dans un premier temps, il nous faut choisir une transition de référence dont nous fixerons l'intensité à 100%. Cette transition est choisie sur la raie la plus intense du spectre, correction faite de l'efficacité et de la conversion. Dans notre expérience, il s'agit de la transition de la bande fondamentale à 199 keV ( $4_{gs}^+ \rightarrow 2_{gs}^+$ ). Ensuite, nous déterminerons les intensités

relatives en regard à cette transition en appliquant la formule suivante :

$$I_{rel}(E_i) = I_{rel}(E_0) \frac{N_{rel}(E_i)}{N_{rel}(E_0)} \quad (\text{Eq. V.5})$$

Nous pouvons appliquer cette équation pour déterminer les intensités relatives de toutes les transitions accessibles directement sur un spectre non conditionné. Cependant, certaines transitions sont trop peu intenses pour pouvoir être vues sans passer par ce type de spectres. Il faut alors prendre quelques précautions dans le choix de la référence. Nous prendrons comme exemple une situation telle que celle montrée sur la figure FIG. V.23.

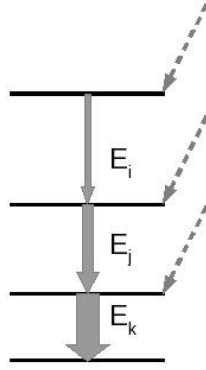


FIGURE V.23 – Exemple de schéma de niveaux contenant trois transitions de type E2, l'épaisseur de la flèche reflète l'intensité des transitions. Les niveaux sont ici alimentés latéralement en plus de l'alimentation de la cascade.

Imaginons alors que dans ce cas, il soit nécessaire de conditionner le spectre par la transition  $E_j$  pour observer la raie à  $E_i$ . Dans le spectre ainsi réalisé, nous déterminons le nombre  $N_{rel}(E_i)$  de désexcitations par cette transition de la même façon que précédemment. La différence réside alors dans la référence que nous choisissons pour déduire la valeur de l'intensité relative. Dans notre exemple, l'intensité maximale observée est fixée par la raie servant de condition. En effet, en contraignant un chemin de désexcitation, nous imposons le nombre de désexcitations dans la suite de la cascade. Et si nous n'avons qu'un seul chemin possible pour les niveaux inférieurs, nous prendrons les raies suivantes comme référence pour le nombre de coups et nous le ferons correspondre à l'intensité relative de la transition  $E_j$ . De la sorte, nous pourrions déterminer l'intensité relative de la transition  $E_i$  par la formule :

$$I_{rel}(E_i) = I_{rel}(E_j) \frac{N_{rel}(E_i)}{N_{rel}(E_k)} \quad (\text{Eq. V.6})$$

Les résultats des intensités relatives obtenues pour les quatre bandes de parité positive sont regroupés dans le tableau TAB. V.2.

$E_\gamma$ en keV ( $I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$ )	Intensité $I_\gamma$ (%)	$E_\gamma$ en keV ( $I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$ )	Intensité $I_\gamma$ (%)
Bande fondamentale (gs)		Interbandes	
199 ( $4_{gs}^+ \rightarrow 2_{gs}^+$ )	$100 \pm 0$	998 ( $12_\gamma^+ \rightarrow 12_{gs}^+$ )	$0.39 \pm 0.04$
297 ( $6_{gs}^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$83 \pm 4$	1026 ( $10_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$0.98 \pm 0.08$
380 ( $8_{gs}^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$67 \pm 3$	1477 ( $10_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$0.49 \pm 0.04$
451 ( $10_{gs}^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$41 \pm 2$	1046 ( $8_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$1.3 \pm 0.2$
508 ( $12_{gs}^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$20 \pm 2$	1427 ( $8_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$0.37 \pm 0.03$
551 ( $14_{gs}^+ \rightarrow 12_{gs}^+$ )	$7.8 \pm 0.4$	1059 ( $6_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$1.09 \pm 0.09$
584 ( $16_{gs}^+ \rightarrow 14_{gs}^+$ )	$1.98 \pm 0.08$	1355 ( $6_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$0.26 \pm 0.05$
614 ( $18_{gs}^+ \rightarrow 16_{gs}^+$ )	$0.24 \pm 0.04$	1067 ( $4_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	
Bande $\gamma$ spin pair		762 ( $11_\gamma^+ \rightarrow 12_{gs}^+$ )	$0.08 \pm 0.02$
368 ( $8_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+$ )	$0.26 \pm 0.04$	1271 ( $11_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$0.35 \pm 0.03$
431 ( $10_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+$ )	$0.43 \pm 0.02$	834 ( $9_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$0.69 \pm 0.06$
480 ( $12_\gamma^+ \rightarrow 10_\gamma^+$ )	$0.6 \pm 0.1$	1285 ( $9_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$1.9 \pm 0.2$
515 ( $14_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+$ )		885 ( $7_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$1.5 \pm 0.2$
557 ( $16_\gamma^+ \rightarrow 14_\gamma^+$ )		1265 ( $7_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$2.8 \pm 0.3$
Bande $\gamma$ spin impair		922 ( $5_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$0.73 \pm 0.08$
343 ( $7_\gamma^+ \rightarrow 5_\gamma^+$ )	$0.74 \pm 0.03$	1219 ( $5_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$1.84 \pm 0.08$
400 ( $9_\gamma^+ \rightarrow 7_\gamma^+$ )	$0.8 \pm 0.2$	960 ( $3_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$0.33 \pm 0.02$
437 ( $11_\gamma^+ \rightarrow 9_\gamma^+$ )	$1.91 \pm 0.08$	804 ( $10_\beta^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$0.95 \pm 0.08$
488 ( $13_\gamma^+ \rightarrow 11_\gamma^+$ )	$0.51 \pm 0.02$	1255 ( $10_\beta^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$0.47 \pm 0.06$
540 ( $15_\gamma^+ \rightarrow 13_\gamma^+$ )	$0.14 \pm 0.02$	883 ( $8_\beta^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	
576 ( $17_\gamma^+ \rightarrow 15_\gamma^+$ )	$<0.05$	1264 ( $8_\beta^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	
		955 ( $6_\beta^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$0.26 \pm 0.02$
Suite page suivante			

$E_\gamma$ en keV ( $I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$ )	Intensité $I_\gamma$ (%)	$E_\gamma$ en keV ( $I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$ )	Intensité $I_\gamma$ (%)
Interbandes $\gamma$		1252 ( $6_\beta^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	
280 ( $16_\gamma^+ \rightarrow 15_\gamma^+$ )	$<0.05$	1010 ( $4_\beta^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$0.08 \pm 0.02$
277 ( $15_\gamma^+ \rightarrow 14_\gamma^+$ )	$<0.05$		
263 ( $14_\gamma^+ \rightarrow 13_\gamma^+$ )	$0.060 \pm 0.007$	1107 ( $10_{0+}^+ \rightarrow 10_{gs}^+$ )	$1.2 \pm 0.1$
253 ( $13_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+$ )	$0.11 \pm 0.02$	1169 ( $8_{0+}^+ \rightarrow 8_{gs}^+$ )	$0.87 \pm 0.07$
236 ( $12_\gamma^+ \rightarrow 11_\gamma^+$ )	$0.20 \pm 0.05$	1181 ( $6_{0+}^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$1.13 \pm 0.09$
244 ( $11_\gamma^+ \rightarrow 10_\gamma^+$ )	$0.34 \pm 0.05$	878 ( $5_{0+}^+ \rightarrow 6_{gs}^+$ )	$0.12 \pm 0.01$
238 ( $9_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+$ )	$0.70 \pm 0.05$	1174 ( $4_{0+}^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$0.32 \pm 0.02$
		970 ( $2_{0+}^+ \rightarrow 4_{gs}^+$ )	$0.091 \pm 0.005$

TABLE V.2 – Intensités relatives des raies  $\gamma$  observées pour les bandes de parité positive.

### Rapports d'embranchement pour les bandes $\gamma$

Nous avons également calculé des rapports d'embranchement à partir des intensités. Ils permettent de rendre compte du rapport entre les probabilités des différentes transitions désexcitant un même niveau. Ces probabilités dépendent de la nature de la transition et peuvent être reliées à l'intensité relative grâce aux formules suivantes :

$$T(E_{E2}, I \rightarrow I - 2) = 1.225184 \times 10^9 \times E_{E2}^5 \times B(E_{E2}, I \rightarrow I - 2) \quad (\text{Eq. V.7})$$

$$T(E_{M1}, I \rightarrow I - 1) = 1.76 \times 10^{13} \times E_{M1}^3 \times B(E_{M1}, I \rightarrow I - 1) \quad (\text{Eq. V.8})$$

où  $T(E)$  est l'intensité de la transition d'énergie  $E$ , et  $B(E)$  est sa probabilité réduite. De ces deux équations, nous tirons l'expression des rapports d'embranchements suivant les transitions considérées :

$$\frac{B(E_{E2}, I \rightarrow I - 2)}{B(E_{M1}, I \rightarrow I - 1)} = 1.4365 \times 10^4 \times \frac{E_{M1}^3}{E_{E2}^5} \times \frac{I_\gamma(E_{E2}, I \rightarrow I - 2)}{I_\gamma(E_{M1}, I \rightarrow I - 1)} \quad (\text{Eq. V.9})$$

$$\frac{B(E_{E2}, I \rightarrow I - 2)}{B(E_{E2'}, I \rightarrow (I - 2)')} = \frac{E_{E2'}^5}{E_{E2}^5} \times \frac{I_\gamma(E_{E2}, I \rightarrow I - 2)}{I_\gamma(E_{E2'}, I \rightarrow (I - 2)')} \quad (\text{Eq. V.10})$$



$I^\pi$	$\frac{B(I_i^\pi \rightarrow I - 2_f^\pi)}{B(I_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)}$		$I_i^\pi$	$\frac{B(I_i^\pi \rightarrow I - 2_f^\pi)}{B(I_i^\pi \rightarrow J_f^\pi)}$	
$14_\gamma^+$	$\frac{B(14_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+)}{B(14_\gamma^+ \rightarrow 13_\gamma^+)}$	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$15_\gamma^+$	$\frac{B(15_\gamma^+ \rightarrow 13_\gamma^+)}{B(15_\gamma^+ \rightarrow 14_\gamma^+)}$	$(1.9 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
$12_\gamma^+$	$\frac{B(12_\gamma^+ \rightarrow 10_\gamma^+)}{B(12_\gamma^+ \rightarrow 11_\gamma^+)}$	$(2.04 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$13_\gamma^+$	$\frac{B(13_\gamma^+ \rightarrow 11_\gamma^+)}{B(13_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+)}$	$(3.7 \pm 0.4) \times 10^{-2}$
	$\frac{B(12_\gamma^+ \rightarrow 10_\gamma^+)}{B(12_\gamma^+ \rightarrow 12_{gs}^+)}$	$56 \pm 5$		$\frac{B(11_\gamma^+ \rightarrow 9_\gamma^+)}{B(11_\gamma^+ \rightarrow 10_\gamma^+)}$	$(7.3 \pm 0.6) \times 10^{-2}$
$10_\gamma^+$	$\frac{B(10_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+)}{B(10_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+)}$	$42 \pm 4$	$11_\gamma^+$	$\frac{B(11_\gamma^+ \rightarrow 9_\gamma^+)}{B(11_\gamma^+ \rightarrow 12_{gs}^+)}$	$6.3 \pm 0.7$
	$\frac{B(10_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+)}{B(10_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+)}$	$951 \pm 96$		$\frac{B(11_\gamma^+ \rightarrow 9_\gamma^+)}{B(11_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+)}$	$6.7 \pm 0.8$
$8_\gamma^+$	$\frac{B(8_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+)}{B(8_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+)}$	$37 \pm 3$		$\frac{B(9_\gamma^+ \rightarrow 7_\gamma^+)}{B(9_\gamma^+ \rightarrow 8_\gamma^+)}$	$(2.1 \pm 0.9) \times 10^{-2}$
	$\frac{B(8_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+)}{B(8_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+)}$	$727 \pm 77$	$9_\gamma^+$	$\frac{B(9_\gamma^+ \rightarrow 7_\gamma^+)}{B(9_\gamma^+ \rightarrow 10_{gs}^+)}$	$1.5 \pm 0.1$
$6_\gamma^+$	$\frac{B(6_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+)}{B(6_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+)}$	$< 7 \pm 1$		$\frac{B(9_\gamma^+ \rightarrow 7_\gamma^+)}{B(9_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+)}$	$1.25 \pm 0.08$
	$\frac{B(6_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+)}{B(6_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+)}$	$< 102 \pm 17$	$7_\gamma^+$	$\frac{B(7_\gamma^+ \rightarrow 5_\gamma^+)}{B(7_\gamma^+ \rightarrow 8_{gs}^+)}$	$0.25 \pm 0.03$
				$\frac{B(7_\gamma^+ \rightarrow 5_\gamma^+)}{B(7_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+)}$	$0.31 \pm 0.03$
			$5_\gamma^+$	$\frac{B(5_\gamma^+ \rightarrow 3_\gamma^+)}{B(5_\gamma^+ \rightarrow 6_{gs}^+)}$	$0.41 \pm 0.07$
				$\frac{B(5_\gamma^+ \rightarrow 3_\gamma^+)}{B(5_\gamma^+ \rightarrow 4_{gs}^+)}$	$0.38 \pm 0.07$

TABLE V.3 – *Rapports d'embranchement  $B(E2)/B(E2')$  ou  $B(E2)/B(M1)$  pour les bandes  $\gamma$ .*

Dans ce travail, certaines transitions ont été observées qui, selon les règles de sélection, devraient être de type E0. C'est le cas de plusieurs raies désexcitant les bandes à spins pairs vers la bande de l'état fondamental. Or, des transitions E0 ne devraient pas être observées en spectroscopie  $\gamma$  puisque totalement converties. En nous appuyant sur l'étude de Konijn *et al.* [Kon81], nous supposons qu'il s'agit de transitions de type E2 (notées E2' dans les formules précédentes). Nous pouvons noter ici que pour calculer les rapports d'embranchement, il n'est pas nécessaire de passer par le calcul des intensités relatives des transitions. Il suffit de connaître le nombre de  $\gamma$  émis en mesurant l'intégrale du pic, et de le corriger de l'efficacité relative de détection et de la conversion interne. Nous pouvons noter à ce propos que, bien que l'intensité relative de la transition à 515 keV ( $14_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+$ ) n'ait pas été mesurée à cause de l'impossibilité d'observer directement cette transition, nous avons pu déterminer le rapport d'embranchement  $\frac{B(14_\gamma^+ \rightarrow 12_\gamma^+)}{B(14_\gamma^+ \rightarrow 13_\gamma^+)}$  en imposant des conditions sur les spectres bruts. En effet, puisqu'il s'agit de rapports entre les intensités des différentes transitions, les effets de conditionnement des spectres sont identiques pour les deux transitions et n'influent pas sur le rapport d'embranchement. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau TAB. V.3.

#### V.3.d Interprétation des bandes de parité positive

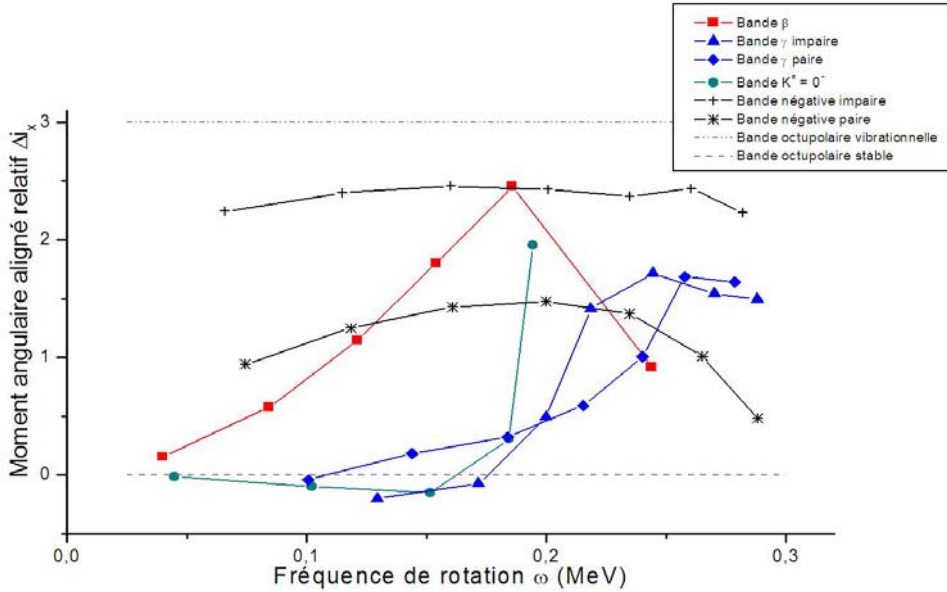


FIGURE V.24 – Moments angulaires alignés calculés relativement à la bande fondamentale du  $^{156}\text{Gd}$ .

Afin de mieux comprendre le comportement des différentes bandes du noyau  $^{156}\text{Gd}$ ,

les moments angulaires alignés relatifs ont été tracés. La référence a été prise sur la bande construite sur l'état fondamental afin de retrancher les effets dus à la rotation du cœur. Pour cela, les paramètres de Harris [Har65]  $J_0$  et  $J_1$  sont ajustés sur les données de la bande fondamentale. Ensuite, le moment aligné de référence  $I_x^{ref}(\omega)$  est calculé comme suit :

$$I_x^{ref}(\omega) = \frac{1}{\hbar} (J_0 + \omega^2 J_1) \omega, \quad (\text{Eq. V.11})$$

où  $\omega$  est la fréquence de rotation de la bande considérée. Les moments alignés des bandes latérales sont calculés de la même manière. Enfin, le moment relatif est déterminé en soustrayant au moment aligné de chaque bande latérale, une valeur extrapolée  $i_x$  du moment de la bande fondamentale en fonction de la fréquence. Ces valeurs sont tracées pour chaque bande étudiée du noyau  $^{156}\text{Gd}$  sur la figure FIG. V.24.

La première chose que nous pouvons noter est le comportement singulier du dernier niveau de la bande  $\beta$ . Il s'agit en effet du niveau  $12^+$  dont l'appartenance à cette bande a été mise en cause précédemment par notre étude. Ce calcul semble confirmer qu'il ne continue pas la séquence de la bande convenablement.

Ensuite, des prédictions semblent indiquer que les bandes ayant un caractère tétraédrique tendent à avoir des valeurs des moments alignés relatifs proches de 3, correspondant à des bandes vibrationnelles octupolaires. Dans le cas du noyau  $^{156}\text{Gd}$ , seule la bande de parité négative de spins impairs développe cette caractéristique. Ceci tend à éliminer la possibilité d'interpréter les bandes de parité positive en terme de symétrie tétraédrique. Cependant, l'interprétation des résultats de cette étude expérimentale reste dans l'expectative d'une confrontation à des calculs théoriques qui ne sont pas encore finalisés au moment de la rédaction de ce manuscrit.

Enfin, comme nous l'avons mentionné plus tôt dans ce chapitre, nous constatons que l'état de spin  $17^+$  de la bande  $\gamma$  de spins impairs (soit le dernier état tracé sur la figure pour cette bande) prolonge de manière satisfaisante les niveaux de spins inférieurs de cette bande.

## V.4 Conclusion du chapitre

La recherche de l'existence de formes exotiques dans les noyaux a pu être abordée dans ce chapitre au travers de la thématique TetraNuc. Il s'agit d'une collaboration internationale de physiciens nucléaires regroupant théoriciens et expérimentateurs autour

de la recherche de la stabilité de la forme tétraédrique dans les noyaux. Nous avons commencé par présenter les principales manifestations expérimentales attendues pour ce genre de symétrie. Ceci nous a permis d'extraire le noyau  $^{156}\text{Gd}$  comme candidat pertinent pour la recherche de signatures expérimentales de la forme tétraédrique. Dans ce sens, une expérience a été menée en 2007 à Jyväskylä sur ce noyau. Les états de bas et moyens spins étaient peuplés par une réaction de fusion-évaporation faisant intervenir un faisceau de particules  $\alpha$  sur une cible de samarium. Cette expérience a permis d'obtenir des données de qualité sur ce noyau et notamment une grande quantité de coïncidences triples. L'étude des bandes de parité négative a été menée par Q.T. Doan [Doa09], et nous avons développé ici le cas des bandes de parité positive.

Ainsi, la description des études antérieures menées sur ces bandes nous a permis de montrer la structure des bandes latérales de ce noyau comprenant plusieurs types de bandes ( $\beta, \gamma \dots$ ). Ensuite, nous avons décrit brièvement le dispositif mis en place, à savoir le multidétecteur JUROGAM, ainsi que les outils d'analyse qui ont servi à cette étude.

Enfin, nous avons développé les résultats obtenus sur les différentes bandes de parité positive. Dans ce travail, les deux bandes  $\gamma$  ont été enrichies de plusieurs transitions. Tout d'abord, trois nouvelles transitions intrabandes ont pu être observées, dont une qui nous a permis d'ajouter un niveau  $17^+$  à la bande de spins impairs à une énergie d'excitation de 4291 keV. Ensuite, plusieurs transitions interbandes ont été établies entre les deux bandes  $\gamma$  elles-mêmes, confirmant leur caractère partenaire.

Concernant la bande  $\beta$ , aucune transition intrabande n'a pu être observée bien que l'existence des niveaux ne soit pas remise en cause jusqu'au spin  $10^+$  grâce à la présence des transitions interbandes. Le niveau  $12^+$ , quant à lui, a été supprimé de cette bande puisqu'aucune transition ne permet plus de le placer, la transition à 1292 keV le désexcitant ayant été déplacée.

En fin de chapitre, nous avons développé les calculs d'intensités relatives et de rapports d'embranchement afin de fournir des données pouvant être directement confrontées aux modèles théoriques de noyaux tétraédriques. Le tracé des moments angulaires alignés relatifs offre cependant une première voie d'interprétation qui n'irait pas dans le sens de la symétrie tétraédrique pour les bandes de parité positive.

Dans l'attente de l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus pour le noyau  $^{156}\text{Gd}$ , la campagne de recherche de la symétrie tétraédrique se poursuit maintenant dans la zone des actinides, avec notamment des expériences visant à mesurer le temps de vie

des niveaux nucléaires dans les noyaux d'actinide (une expérience test a eu lieu pour le noyau  $^{234}\text{U}$  en avril 2010 au tandem d'Orsay).



## Chapitre VI

# Simulation de la génération d'évènements $\gamma$ et détermination de limites de détection pour le multidétecteur AGATA

Cet ultime chapitre sonne comme une ouverture vers l'avenir puisqu'il va présenter des simulations avec les détecteurs du futur. Nous avons vu dans le chapitre précédent que des modèles physiques prédisent l'absence de certaines transitions comme signature expérimentale. Expérimentalement, il est très difficile de trancher la non-existence d'une transition, seule peut être exprimée une limite d'observation, ou de non-observation. Ceci dépend majoritairement des détecteurs utilisés dans les expériences. Or, de nouveaux détecteurs sont en cours de développement et de construction et pourront sûrement amener des contraintes supplémentaires sur les limites d'observation. Ces limites espérées peuvent être préalablement estimées sur la base de simulations, et cela fera l'objet de ce chapitre. Dans un premier temps, nous verrons comment générer des événements réalistes puis ensuite nous étudierons les limites de détection des transitions "interdites" de la théorie TetraNuc dans l'hypothèse d'une reconstitution de l'expérience de Jyväskylä en 2007 avec le multidétecteur AGATA.

### Sommaire

---

VI.1 Les outils de simulation . . . . .	141
VI.1.a Contexte . . . . .	141

VI.1.b Réaction de fusion-évaporation . . . . .	142
VI.1.c Génération de rayonnements gamma réalistes . . . . .	144
<b>VI.2 Détection par le multidétecteur <math>\gamma</math> AGATA . . . . .</b>	<b>145</b>
VI.2.a Le détecteur : principe et géométrie . . . . .	145
VI.2.b Tracking $\gamma$ . . . . .	147
VI.2.c Simulation de l'expérience référence . . . . .	148
<b>VI.3 Limites de détection des transitions TetraNuc . . . . .</b>	<b>149</b>
VI.3.a Données expérimentales . . . . .	150
VI.3.b Schéma de niveaux simulé . . . . .	152
VI.3.c Résultats . . . . .	152
VI.3.d Discussion . . . . .	157
<b>VI.4 Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>158</b>

---



## VI.1 Les outils de simulation : validation avec une expérience référence

La simulation est un outil devenu indispensable pour le physicien nucléaire. Elle intervient dans de nombreuses facettes de cette discipline, que ce soit l'appui à des propositions d'expériences par des estimations de taux de production, ou bien pour le développement de détecteur pour le choix des meilleurs matériaux et/ou configurations géométriques. Cependant, tout travail de simulation requiert une rigueur toute particulière dans le choix des "ingrédients". En effet, le fait que nous maîtrisions toutes les entrées rend possible l'obtention de résultats qui peuvent être parfois irréalistes. Il est donc nécessaire de veiller à vérifier la cohérence de chaque étape de la simulation. C'est ce que nous ferons ici en présentant les outils, avec comme test une expérience réalisée en 2004 au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen). Cette expérience, ainsi que le contexte des simulations présentées dans ce travail seront abordés dans une première partie. Puis nous présenterons les différents outils utilisés et les résultats validant chacun d'eux.

### VI.1.a Contexte

Comme nous venons de l'énoncer, les simulations sont de plus en plus présentes en physique nucléaire, notamment dans le travail préparatoire d'une proposition d'expérience. En effet, des appareils toujours plus sophistiqués ainsi que l'allongement des durées d'expérience rendent difficile l'accès aux structures expérimentales de haut niveau. De ce fait, il est souvent demandé d'appuyer les motivations expérimentales par des calculs théoriques, estimations de taux de production, ou simulations d'expérience montrant la faisabilité de celle-ci. C'est ce dernier point que nous allons développer ici en proposant d'explorer les potentialités d'observation de certains phénomènes physiques par le multidétecteur de nouvelle génération AGATA.

Les simulations que nous avons entreprises ont été réalisées majoritairement dans un environnement ROOT [Bru] et basées sur le langage orienté objet C++. Ce cadre général est largement développé par la communauté et très adapté à l'analyse de données. Différentes étapes ont été nécessaires pour l'aboutissement des simulations, chacune faisant ici l'objet d'une vérification basée sur des faits expérimentaux observés. Chaque étape correspond à un outil particulier que nous détaillerons par la suite. Ces outils, utilisés conjointement, forment un ensemble cohérent et performant de simulation d'expérience de spectroscopie gamma.

La présentation des différents outils sera appuyée à chaque étape par une vérification de résultats obtenus expérimentalement. Il s'agira ici d'une expérience qui a été réalisée en 2004 au GANIL et dont l'analyse a fait l'objet de la thèse de B. Rossé [Ros06]. Un faisceau radioactif de  $^{76}\text{Kr}$  de 330 MeV sur une cible de  $^{58}\text{Ni}$  a permis de produire des noyaux fortement déficitaires en neutrons vers les masses 130. Le but était d'étudier la structure des noyaux  $^{130}\text{Sm}$ ,  $^{131}\text{Sm}$ , et  $^{130}\text{Pm}$  prédits fortement déformés. Le dispositif expérimental couplait le multidétecteur  $\gamma$  EXOGAM avec le détecteur de particules chargées DIAMANT et le spectromètre VAMOS.

### VI.1.b Réaction de fusion-évaporation

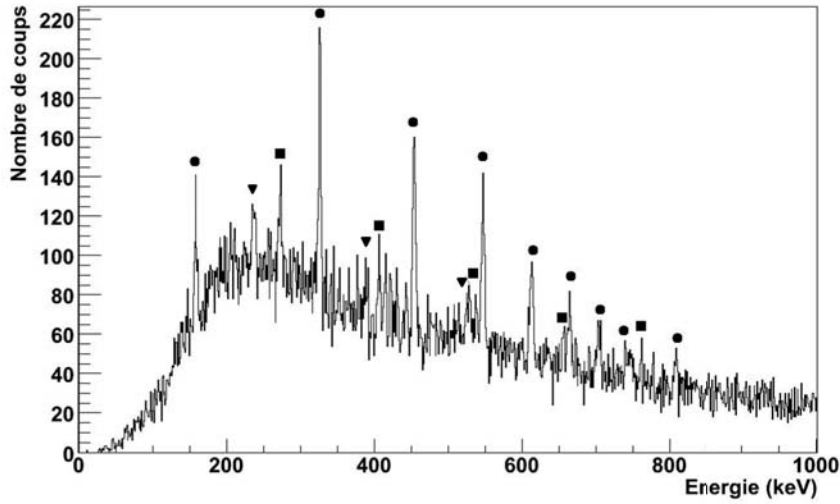


FIGURE VI.1 – *Spectre en énergie des rayonnements  $\gamma$  pour les événements de fusion-évaporation sélectionnés par VAMOS (et au moins une particule chargée dans DIAMANT). Les raies  $\gamma$  connues correspondant aux voies les plus peuplées sont indiquées :  $^{130}\text{Nd}$  (cercles),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés) et  $^{127}\text{Pr}$  (triangles) [Ros06].*

Les deux réactions qui sont développées dans la suite sont de type fusion-évaporation, il était donc logique de commencer par la simulation de réaction de type évaporatif, afin, notamment, d'avoir une estimation des sections efficaces de production des différentes voies d'évaporation. Cette étape a été réalisée grâce au code `evapOR` [Gav80]. Il s'agit d'un code statistique de simulation de type Monte Carlo permettant de calculer les différentes voies de désintégration suivies par les noyaux après formation d'un noyau com-

posé. C'est une version étendue du code PACE2 [Gav80] (Projection Angular-momentum Coupled Evaporation). Ce code permet de traiter des réactions de fusion-évaporation en simulant la fusion de deux noyaux puis la désintégration du noyau composé ainsi formé. Il suffit de spécifier les masses et charges des noyaux projectile et cible, l'énergie de bombardement et autres caractéristiques, puis le code calcule les propriétés du noyau composé et ses caractéristiques telles que son énergie d'excitation ou son moment angulaire. Ensuite, il prend en charge la désintégration des noyaux et ainsi nous pouvons avoir une bonne estimation des différentes voies peuplées (et donc des noyaux résiduels produits) et de leur section efficace de production.

Cette information, cruciale pour la simulation est assez difficile à vérifier par rapport à l'expérience. Par exemple, dans le cas de l'expérience krypton sur nickel, aucune détermination expérimentale des sections efficaces absolues n'a été réalisée. Par contre, nous pouvons avoir une idée de l'importance des voies d'évaporation produites. En effet, il est possible, à partir de spectres  $\gamma$  de remonter à un ordre croissant d'importance de production entre différents noyaux. Sur la figure FIG. VI.1, nous voyons que les noyaux les plus peuplés lors de l'expérience sont, par ordre décroissant, le  $^{130}\text{Nd}$  (cercles),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés) et  $^{127}\text{Pr}$  (triangles).

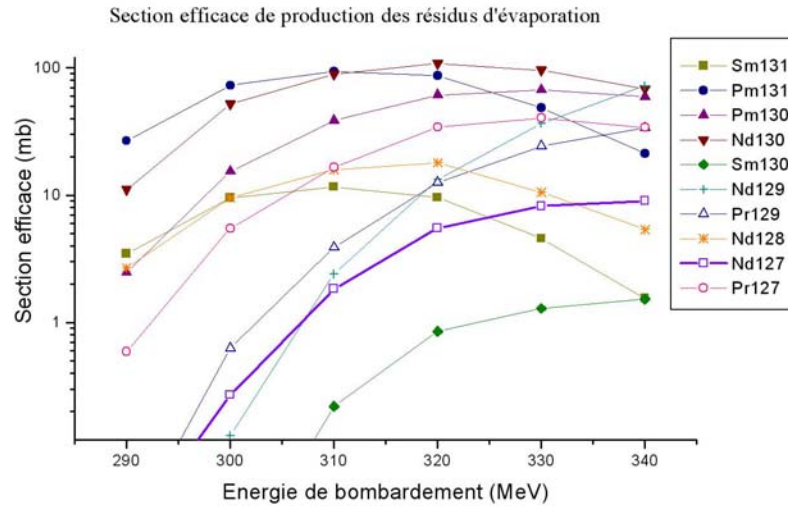


FIGURE VI.2 – Sections efficaces simulées par *evapOR* des noyaux résiduels produits par la réaction de fusion évaporation  $^{76}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$  à différentes énergies de bombardement.

Pour la simulation, le domaine des énergies incidentes pour le projectile a été étendu entre 290 et 340 MeV pour tenir compte de la perte d'énergie dans la cible ( $1\text{mg}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta E_{\text{max}} \simeq 30\text{ MeV}$ ). Les sections efficaces obtenues (supérieures à 1 mb) ont été portées sur la figure FIG. VI.2. Si l'on s'intéresse aux énergies autour de l'énergie incidente de l'expérience, à savoir 330 MeV, on note que les noyaux les plus produits selon evapOR sont successivement le  $^{130}\text{Nd}$ , puis les noyaux  $^{130}\text{Pm}$ ,  $^{131}\text{Pm}$  et  $^{127}\text{Pr}$ . Ceci, hormis le noyau  $^{130}\text{Pm}$ , correspond exactement à l'ordre obtenu lors de l'expérience, ce qui nous permet de valider les sections efficaces de production simulées par evapOR. Notons que dans la suite de cette étude, seuls seront retenus les noyaux effectivement observés dans l'expérience, c'est à dire les  $^{130}\text{Nd}$ ,  $^{131}\text{Pm}$  et  $^{127}\text{Pr}$ .

### VI.1.c Génération de rayonnements gamma réalistes

GammaWare est un environnement logiciel initié dans le groupe Matière Nucléaire de Lyon pour la collaboration AGATA [Ste], écrit en C++ et basé sur l'environnement ROOT. Il permet de travailler à partir de schémas de niveaux issus de base de données de type Radware ou ENSDF [RAD, ENS]. A partir de ces schémas de niveaux, GammaWare simule, sur un principe de Monte Carlo, des cascades de gamma correspondantes. Il permet notamment de tenir compte des intensités relatives des différentes bandes ainsi que des sections efficaces de production des noyaux inclus dans la simulation. Les fichiers de sorties ainsi produits par GammaWare sont en outre compatibles avec les codes de simulation de détecteur tel que celui développé pour AGATA [Far]. GammaWare offre par ailleurs la possibilité de travailler à partir des spectres et matrices produits, par exemple en faisant des spectres conditionnés afin de sélectionner une voie de désexcitation précise. Pour notre exemple, du fait que les intensités relatives n'ont pas été calculées, nous avons pris des intensités relatives issues de la littérature, ou fictives dans le cas où l'information n'a pas été trouvée. Par conséquent, les intensités pour le noyau  $^{130}\text{Nd}$  ont été prises dans l'étude de 2001 de Hartley *et al.* [Har01]. N'ayant pas trouvé l'équivalent pour les autres noyaux, nous avons calqué les intensités des bandes fondamentales sur celles de noyaux voisins. En ce qui concerne les bandes latérales, les intensités ont été fixées entre 0.5 et 10 %.

Le résultat obtenu pour la génération de cascades de gamma est illustré sur la figure FIG. VI.3. Il s'agit du nombre de photons générés pour une énergie donnée. Il n'y a donc aucune incertitude sur l'énergie émise, ce qui explique la finesse des pics et l'absence totale de fond. Nous pouvons voir que les rapports d'intensités permettent de retrouver

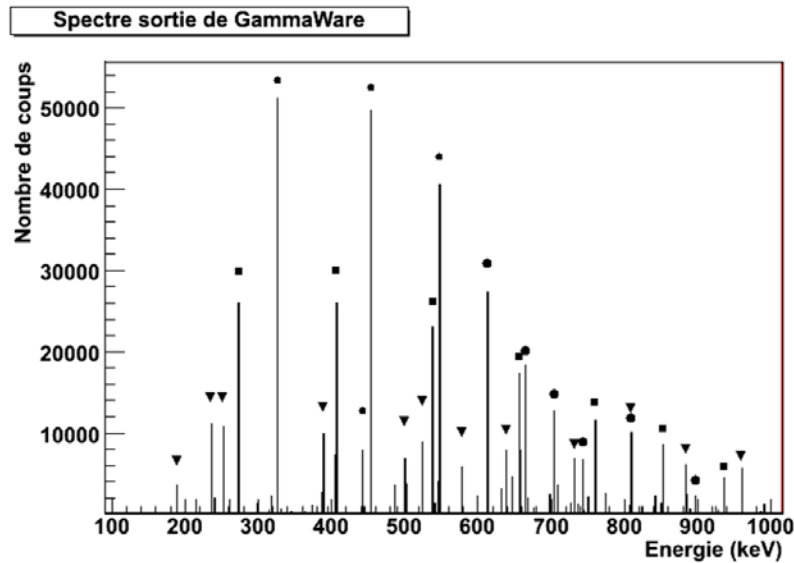


FIGURE VI.3 – Spectre de la génération d'événements gamma par GammaWare pour les noyaux  $^{130}\text{Nd}$  (cercles),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés) et  $^{127}\text{Pr}$  (triangles).

les mêmes relations d'importance que celles obtenues expérimentalement. Ceci montre que GammaWare est tout à fait adapté à la génération de cascades de  $\gamma$  réalistes.

## VI.2 Détection par un multidétecteur $\gamma$ de nouvelle génération : AGATA

La détection des rayonnements générés peut être simulée par plusieurs détecteurs, actuels ou à venir, pour la préparation d'expérience ou l'étude de performance. Dans ce travail, nous voulons prédire les résultats que l'on pourrait obtenir avec un détecteur de nouvelle génération. Nous avons ainsi réalisé les simulations de la détection pour le multidétecteur AGATA. Nous présenterons ce détecteur dans un premier temps, puis, nous montrerons les résultats obtenus pour la simulation de l'expérience test.

### VI.2.a Le détecteur : principe et géométrie

AGATA [Sim06] (Advanced GAMMA Tracking Array) est le fruit d'une collaboration européenne regroupant plus de quarante instituts dans onze pays différents. Ce projet porte sur la conception et la réalisation du premier spectromètre  $4\pi$  de rayonnement  $\gamma$  construit uniquement avec des détecteurs Germanium (Ge). En effet, l'introduction de

méthodes de reconstruction des événements permettra de s'affranchir des boucliers anti-Compton utilisés actuellement. Ceux-ci sont en général construits en BGO et représentent une forte limitation de l'angle solide effectif de détection puisque ces détecteurs correspondent environ à la moitié de l'angle solide pour un détecteur  $4\pi$ . La nouvelle technologie de reconstruction permettra donc un gain d'angle solide en germanium conséquent.

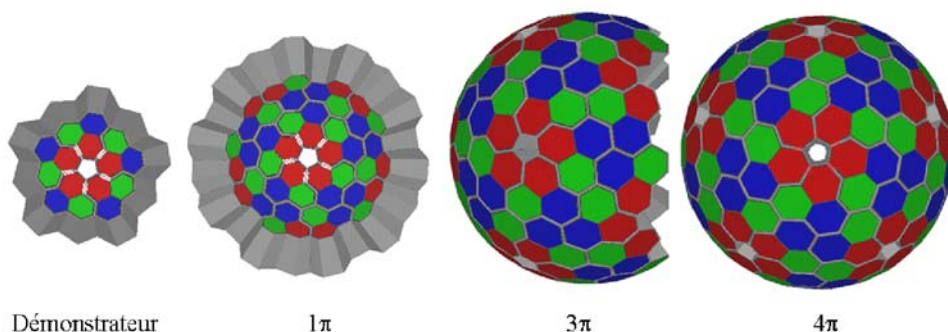


FIGURE VI.4 – Versions successives du multidétecteur de rayonnement  $\gamma$  AGATA du démonstrateur, actuellement en cours d'installation à Legnaro, jusqu'à la version complète ( $4\pi$ ). La version  $1\pi$  est programmée à l'horizon 2015.

La géométrie d'AGATA est basée sur un assemblage de cristaux hexagonaux qui, à terme, formeront un détecteur sphérique composé de 180 hexagones (AGATA  $4\pi$ ). Afin de minimiser l'espace entre les cristaux tout en conservant une grande modularité, trois cristaux hexagonaux sont assemblés dans un même cryostat, formant un "triple cluster" (sur la figure FIG. VI.4 un cluster correspond à un ensemble de trois cristaux de couleurs différentes). Chaque cristal de germanium est électriquement divisé en 36 segments. Cette segmentation permettra d'obtenir une information précise de l'endroit où a eu lieu l'interaction au sein des cristaux. L'analyse numérique de forme des impulsions de collection de charge (Pulse Shape Analysis, PSA) permettra de déterminer l'énergie déposée ainsi que l'endroit des points d'interaction. La détermination précise de ces quantités permettra ensuite la reconstruction de trajectoire grâce aux algorithmes de tracking dont nous parlerons dans la section suivante.

La construction de ce détecteur de nouvelle génération est programmée par étape afin de tester les caractéristiques attendues. Actuellement, la version démonstrateur d'AGATA (cf. FIG. VI.4) est en cours d'installation à Legnaro et des premières expériences ont eu lieu. Il est prévu que cette version démonstrateur soit composée de cinq triples clusters. Ensuite, AGATA sera complété pour atteindre la version  $1\pi$  à l'horizon 2015 et ainsi

de suite jusqu'à  $4\pi$ . Dans les simulations que nous avons menées, nous utiliserons les configurations démonstrateur,  $1\pi$  et  $4\pi$ .

### VI.2.b Tracking $\gamma$

Comme nous l'avons signalé précédemment, les détecteurs en BGO utilisés actuellement en tant que veto anti-Compton sont absents du projet AGATA. De ce fait, pour pouvoir rejeter les événements de diffusion Compton, la technique du "tracking" des rayons gamma est mise en œuvre. Le tracking a pour but de reconstruire les trajectoires des photons interagissant dans le détecteur. Pour retrouver les points d'interactions appartenant à une même trajectoire, le tracking doit tenir compte des différentes interactions des  $\gamma$  avec la matière. Aux énergies qui nous intéressent (de quelques centaines de keV à quelques MeV), c'est l'effet Compton qui est prédominant (cf. FIG. III.8 p. 54) et donc dans un premier temps nous considérons uniquement cette interaction. Il existe plusieurs façons de reconstruire les événements, celle qui est incluse dans le code utilisé ici est dite vers l'avant et a été développée par Orsay (OFT, pour *Orsay Forward Tracking*) [LM04].

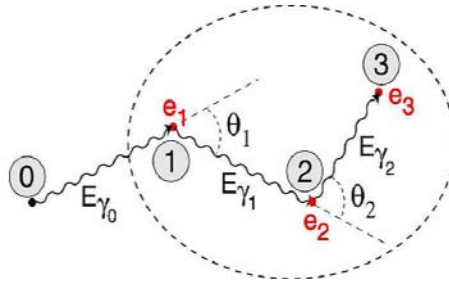


FIGURE VI.5 – *Illustration de la méthode de tracking vers l'avant [LM04] utilisée pour la reconstruction des événements simulés.*

Cette méthode, illustrée par la figure FIG. VI.5 commence par déterminer le point d'entrée du gamma dans le détecteur, puis génère, autour de ce point d'entrée, des paquets contenant plusieurs points d'interaction. Ensuite, au sein de ces ensembles, toutes les trajectoires possibles sont comparées aux formules de diffusion Compton. La trajectoire qui ajuste le mieux la loi de diffusion Compton sera celle retenue. Le tracking nous permet ainsi de reconstruire la trajectoire d'un rayon gamma à travers le détecteur, qu'il ait ou non déposé toute son énergie dans ce dernier.

### VI.2.c Simulation de l'expérience référence

Comme pour tous les détecteurs actuellement en cours de développement, des simulations ont été menées autour du projet AGATA. Cela a donné lieu à la création d'un code de simulation [Far] incorporé dans l'environnement GEANT4. GEANT4 [Ago03], développé au CERN pour la physique des particules, est un outil pour la simulation des interactions particules-matière dans le cadre de la détection de particules. Il permet d'implémenter des géométries complexes et très réalistes afin de modéliser les caractéristiques de détection des différents dispositifs expérimentaux.

Le code AGATA contient les différentes géométries d'AGATA allant du démonstrateur à la version finale  $4\pi$  et permet également l'inclusion de détecteurs auxiliaires, qu'il est prévu d'utiliser conjointement à AGATA. L'interface entre la génération d'événements et la simulation de leur détection par ce code est assurée grâce à une fonction de GammaWare permettant de créer des fichiers d'événements dans un format lu par AGATA. Le code génère alors le rayonnement à la position source du détecteur et simule sa détection. Nous avons donc utilisé les événements  $\gamma$  réalistes générés précédemment pour simuler leur détection par la version démonstrateur d'AGATA. A la fin de cette simulation, nous obtenons une liste des points d'interaction et de l'énergie déposée, ce qui correspond à l'information que nous obtiendrons expérimentalement après l'analyse des formes d'impulsion. Pour se rapprocher de la réalité dans laquelle les positions ne seront connues qu'à une incertitude près, nous avons introduit une dispersion sur les positions des points d'interaction. Nous obtenons alors une résolution de l'ordre de 5 mm (3 mm attendue expérimentalement). La reconstruction des événements est alors prise en charge par l'algorithme de tracking vers l'avant présenté précédemment. Finalement, nous obtenons des spectres, matrices, ou cubes selon la multiplicité des événements détectés qui seront analysés de la même manière que toutes les données expérimentales présentées dans ce travail. Le spectre ainsi obtenu pour la simulation de l'expérience Ni+Kr est montré sur la figure FIG. VI.6. En comparant les spectres des figures FIG. VI.1 et FIG. VI.6, nous pouvons remarquer le très bon accord entre simulation et expérience. Le pic à 511 keV est ici dû aux phénomènes de création de paires engendrée par les photons d'énergie supérieure à 1.022 MeV et qui sont reconstruits de la même manière que les autres photons. La version du code de tracking utilisée ici ne tient compte que de l'effet Compton pour reconstruire les trajectoires et dépôts d'énergie. Nous pouvons également noter le fond Compton très réduit dans le cas de la simulation mais cela doit être corrélé à l'absence de simulation du bruit radioactif présent lors de l'expérience. Néanmoins, ce résultat prouve



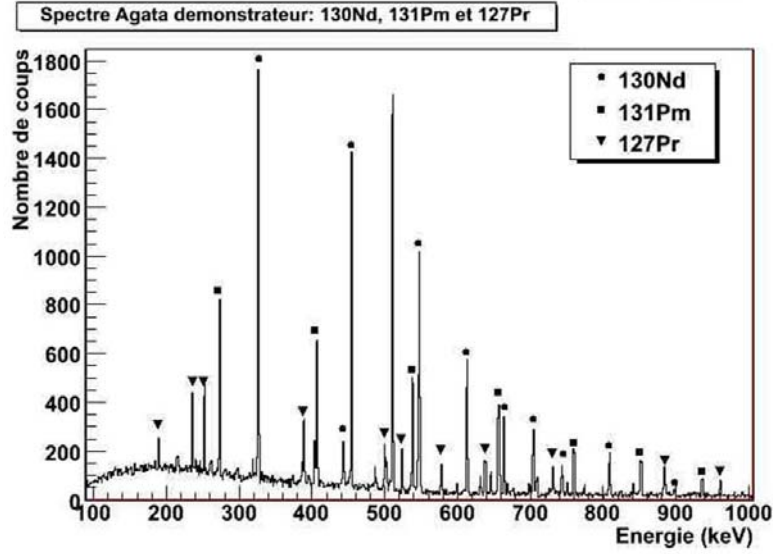


FIGURE VI.6 – Spectre simulé de la détection du rayonnement  $\gamma$  avec AGATA démonstrateur pour les noyaux  $^{130}\text{Nd}$  (cercles),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés) et  $^{127}\text{Pr}$  (triangles).

que l'association des outils de simulation que nous venons de présenter est performante tant du point de vue de la compatibilité des outils que de celui de la pertinence des résultats obtenus.

### VI.3 Limites de détection des transitions du noyau $^{156}\text{Gd}$ dans le cadre de la théorie TetraNuc

Dans cette partie, l'ensemble des outils que nous venons de présenter va être utilisé dans le but de prédire quelle limite d'observation nous pourrions obtenir pour les transitions à bas spins des bandes du  $^{156}\text{Gd}$ . En effet, l'une des manifestations attendues de la stabilité de la forme tétraédrique dans les noyaux est l'absence de transition de type E2 à bas spin. Or, lors de l'expérience de 2007 auprès de JUROGAM à Jyväskylä, seule une limite haute d'observation a pu être donnée pour les transitions en dessous de l'état de spin  $9^-$ , la transition  $11^- \rightarrow 9^-$  n'ayant été que faiblement observée (0.02%). Dans l'hypothèse de la réalisation d'une telle expérience auprès du multidétecteur de rayonnement  $\gamma$  AGATA, nous avons estimé les limites pouvant être atteintes. Dans un premier temps, nous exposerons les résultats expérimentaux obtenus lors de l'expérience de 2007.

Ensuite, nous présenterons les données qui ont été introduites dans la simulation et enfin, nous montrerons les résultats émergeant de ce travail.

### VI.3.a Données expérimentales

Des calculs théoriques de type champ moyen ont prédit l'absence de transitions intrabandes de type E2 dans les bandes tétraédriques. Cette signature expérimentale a pu être étudiée lors de l'expérience menée à Jyväskylä en septembre 2007 auprès du multi-détecteur JUROGAM. Cette expérience a été présentée en détail dans le chapitre V. Dans le noyau  $^{156}\text{Gd}$ , la bande candidate à la symétrie tétraédrique est la bande de parité négative de spins impairs. De ce fait, les deux bandes de parité négative du noyau  $^{156}\text{Gd}$  ont été étudiées en détails par spectroscopie  $\gamma$  lors des travaux de Q.T. Doan [Doa09]. Les intensités relatives expérimentales ont été déterminées pour les transitions observées. Ces intensités sont illustrées par les épaisseurs des flèches dans le schéma de niveaux. Les résultats obtenus dans cette étude sont récapitulés sur la figure FIG. VI.7. Nous voyons

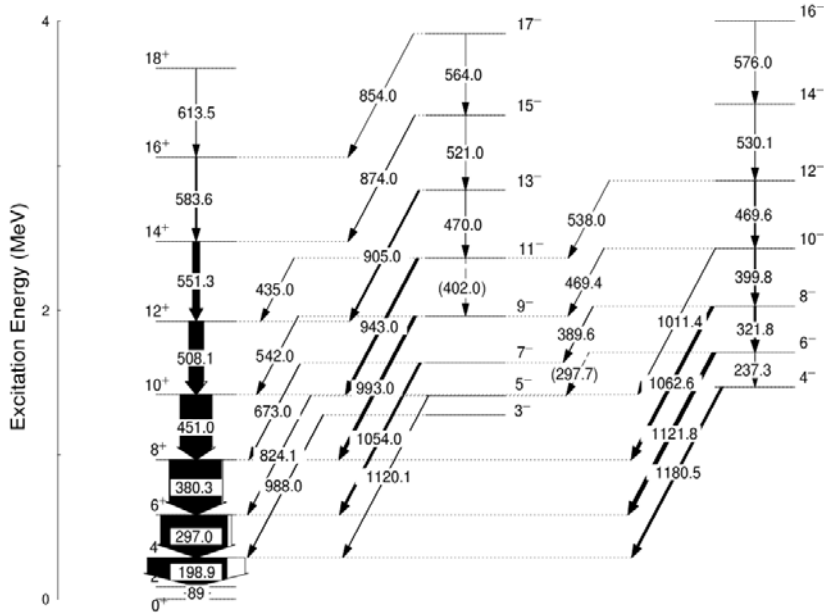


FIGURE VI.7 – Schéma de niveaux partiel des bandes de parité négative du noyau  $^{156}\text{Gd}$ . Les intensités des flèches représentent les intensités relatives calculées en prenant la transition à 199 keV comme référence à 100% [Doa09].

que les transitions interbandes E2 de la bande de spins impairs n'ont pas pu être observées pour des spins en dessous de  $9^-$ . Cependant, l'existence des niveaux a pu être

confirmée jusqu'au niveau  $3^-$  grâce à l'observation de transitions interbandes peuplant et désexcitant ces niveaux. Le spectre expérimental de la figure FIG. VI.8 montre les

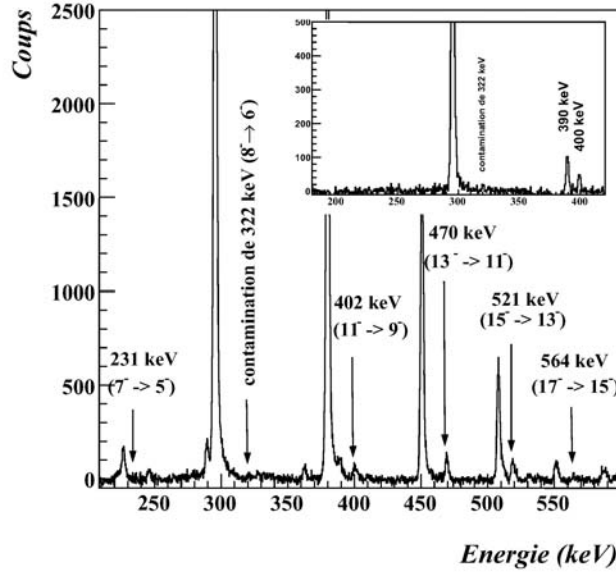


FIGURE VI.8 – Spectre conditionné des transitions intrabandes de la bande de parité négative à spins impairs. Les conditions sont mises d'une part sur les transitions de la bande fondamentale à 199 keV et 297 keV et sur les interbandes de la bande de parité négative à spin impairs vers la GSB d'autre part. Le spectre dans l'encart est le résultat d'une double condition mise sur la transition à 1054 keV ( $7^- \rightarrow 6^+$ ) et à 199 keV ( $4^+ \rightarrow 2^+$ ).

transitions de la bande de parité négative de spins impairs, conditionné par l'ensemble des transitions interbandes vers la bande fondamentale. Nous pouvons remarquer que les transitions intrabandes E2 sont observées jusqu'au spin  $9^-$ . Les pics aux énergies de 320 keV ( $9^- \rightarrow 7^-$ ) et 230 keV ( $7^- \rightarrow 5^-$ ) sont absents du spectre expérimental. Cette étude a également permis de déterminer les intensités relatives des transitions observées. Les intensités relatives ont été calculées de la manière décrite dans le chapitre V. A titre d'exemple, la transition à 402 keV, faiblement observée, a une intensité de 0.02%. Ainsi, pour toutes les transitions observées dans l'étude expérimentale, c'est l'intensité déterminée expérimentalement qui a été utilisée pour cette simulation. Par ailleurs, en ce qui concerne les transitions non vues lors de l'expérience, des limites d'observation ont été fixées artificiellement pour la simulation à  $10^{-6}$ .

Ce sont ces transitions que nous allons chercher à observer lors des simulations. Pour

ce faire, nous avons utilisé les schémas de niveaux expérimentaux issus de l'analyse.

### VI.3.b Schéma de niveaux simulé

Comme nous venons de le dire, nous nous sommes basés sur les résultats expérimentaux, et particulièrement sur les schémas de niveaux obtenus. Toutes les intensités des transitions observées ont été utilisées de manière à retrouver l'allure expérimentale des spectres. Le schéma de niveaux utilisé dans les simulations est donné à la figure FIG. VI.9. Les transitions non observées dans l'expérience ont été ajoutées avec des intensités variables, allant de  $10^{-5}$  à  $5 \times 10^{-7}$  afin de connaître les limites d'observation des transitions.

Les deux bandes étudiées ici ont l'inconvénient majeur de présenter trois transitions successives très proches en énergie (321.8 et 320.5 keV, 399.8 et 402 keV et 470 et 469.6 keV). Ces doublets, voire triplets, ont nécessité expérimentalement l'utilisation de coïncidences triples pour séparer les contributions des différentes transitions. En ce qui concerne les simulations, nous avons choisi d'introduire un décalage artificiel et ponctuel de 5 keV sur la transition  $6^- \rightarrow 4^-$  initialement à 321.8 keV. En conséquence, la transition supérieure est à 395 keV dans la simulation. Ceci nous permettra de pouvoir distinguer la transition absente de la bande à spins impairs de celle observée à l'aide de matrice  $\gamma - \gamma$  seulement, pour alléger le temps de calcul. En effet, lors de l'expérience,  $228 \times 10^6$  d'événements triples ont été collectés et le temps de simulation serait trop important pour atteindre ces valeurs avec la version  $1\pi$  d'AGATA.

### VI.3.c Résultats

Nous avons donc simulé la détection du rayonnement  $\gamma$  émis par le noyau  $^{156}\text{Gd}$  lors de sa désexcitation après formation par réaction de fusion-évaporation. Nous allons comparer dans la suite, les performances obtenues avec deux versions d'AGATA, à savoir la version  $1\pi$  et la géométrie complète  $4\pi$ . Nous commencerons par un comparatif de la multiplicité des événements détectés vis-à-vis de ceux générés. Ensuite, nous explorerons à l'aide de spectres conditionnés les limites de détection atteignables avec chacune des deux versions.

**Multiplicité** Les simulations ont mis en jeu des événements dont la multiplicité moyenne est de 4.5 (cf. FIG. VI.10). En effet, comme il s'agit d'une réaction avec un faisceau d'alpha, l'énergie d'excitation est relativement basse et seuls les niveaux de bas spins sont

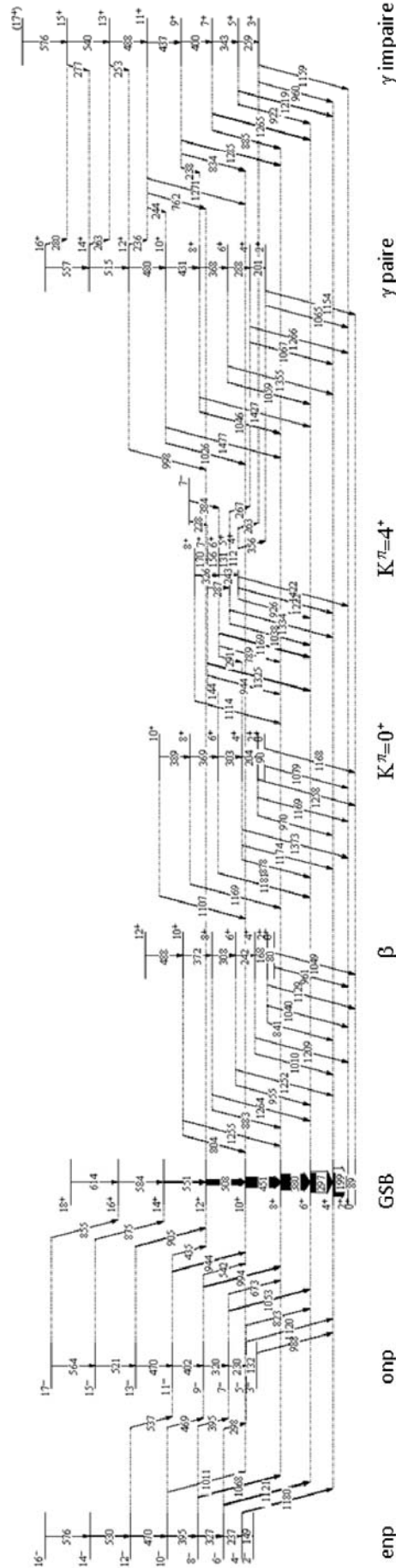


FIGURE VI.9 – Schéma de niveau utilisé dans les simulations. Pour les transitions observées expérimentalement, l'intensité relative expérimentale est utilisée. Les intensités des transitions intrabandes E2 de la bande supposée tétraédrique (onp) sont fixées à la limite d'observation déterminée expérimentalement ( $10^{-6}$ ) [Doa09]. Pour les autres transitions intrabandes non observées, des intensités ont été attribuées arbitrairement : bande  $\beta$  :  $5 \times 10^{-5}$ , bande  $0^+ : 10^{-5}$ ,  $149 \text{ keV (onp)}$  :  $5 \times 10^{-6}$  et  $132 \text{ keV (onp)}$  :  $5 \times 10^{-7}$ .

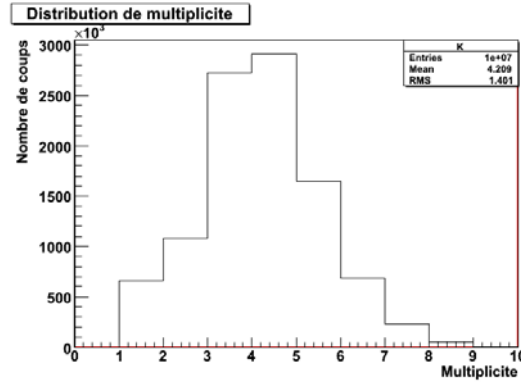
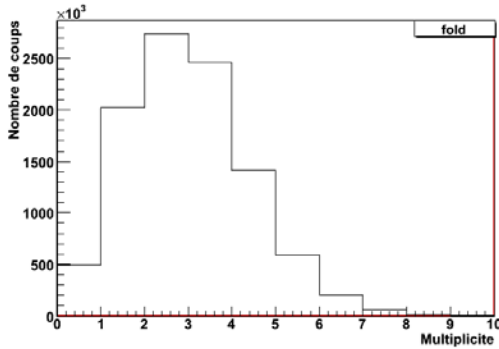
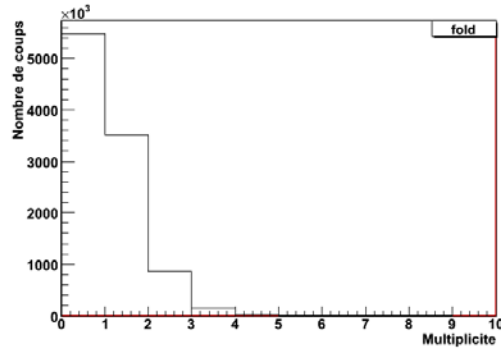


FIGURE VI.10 – *Distribution de multiplicité des événements générés par GammaWare pour le  $^{156}\text{Gd}$  pour 10 millions de cascades.*

peuplés. De ce fait, le nombre de rayonnements  $\gamma$  générés dans une cascade est faible, ici, de l'ordre de 4 ou 5. La multiplicité moyenne détectée va évidemment dépendre de la version d'AGATA utilisée, comme le montre la figure FIG. VI.11. Pour AGATA  $4\pi$ , nous obtenons la distribution de multiplicité montrée sur la figure FIG. VI.11(a). Nous remarquons que la distribution a son maximum à 3. Plus en détail, pour 10 millions de cascades générées dans AGATA, nous obtenons 9.5 millions d'événements de multiplicité 2 ou plus, et 7.5 millions d'événements de multiplicité 3 ou plus. Nous voyons donc que 75% des événements pourront servir à la réalisation d'un cube. En ce qui concerne AGATA  $1\pi$ ,



(a) AGATA  $4\pi$



(b) AGATA  $1\pi$

FIGURE VI.11 – *Multiplicité des événements détectés par le multidétecteur de rayonnement  $\gamma$  (a) AGATA  $4\pi$  et (b) AGATA  $1\pi$ . La multiplicité est déterminée ici pour 10 millions de cascades générées dans le détecteur.*

nous remarquons logiquement que la multiplicité est dégradée puisque les événements de

multiplicité égale à 1 sont majoritaires (FIG. VI.11(b)). A titre d'exemple, toujours pour 10 millions de cascades générées, nous obtenons 4.5 millions d'événements de multiplicité 2 ou plus, et seulement environ 1 million d'événements triples ou plus pour AGATA  $1\pi$ . La faible multiplicité sera une contrainte forte des simulations puisque pour atteindre les taux de multiplicité de l'expérience de 2007, il nous faudrait 228 millions d'événements triples. Le temps de calcul nécessaire étant logiquement plus important pour la version  $4\pi$ , les résultats présentés dans la suite seront pour 200 millions de cascades pour AGATA  $4\pi$  et pour 600 millions de cascades pour AGATA  $1\pi$ .

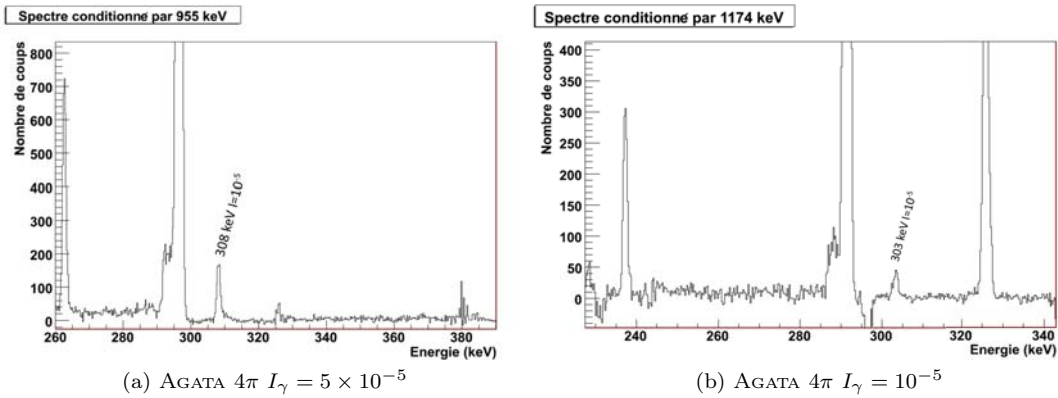


FIGURE VI.12 – Spectres conditionnées de transitions non observées expérimentalement dont les intensités ont été fixées à (a)  $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$  et (b)  $I_\gamma = 10^{-5}$  pour 200 millions de cascades.

**AGATA  $4\pi$**  Dans un premier temps, nous avons simulé la détection par AGATA  $4\pi$  qui constitue la configuration la plus favorable. La figure FIG. VI.12 montre les spectres conditionnés de deux transitions qui n'étaient pas observées et dont les intensités ont été fixées arbitrairement à des valeurs de  $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$  et  $I_\gamma = 10^{-5}$ . Nous voyons très clairement apparaître ces transitions, ce qui nous permet de conclure que ces intensités sont facilement atteignables avec AGATA.

Considérons à présent les limites d'observation de l'expérience JUROGAM de 2007, à savoir  $I_\gamma = 10^{-6}$ . Nous avons attribué cette intensité à la transition qui nous intéresse principalement, c'est-à-dire la première transition non observée de la bande de parité négative supposée tétraédrique. Il s'agit de la transition  $9^- \rightarrow 7^-$  à 320 keV qui est visible sur le spectre de la figure FIG. VI.13. Nous pouvons noter que la présence des autres pics sur le spectre est due à des contaminations puisque les matrices utilisées ici sont fond non-soustrait. Par conséquent le spectre présente une fraction du spectre brut

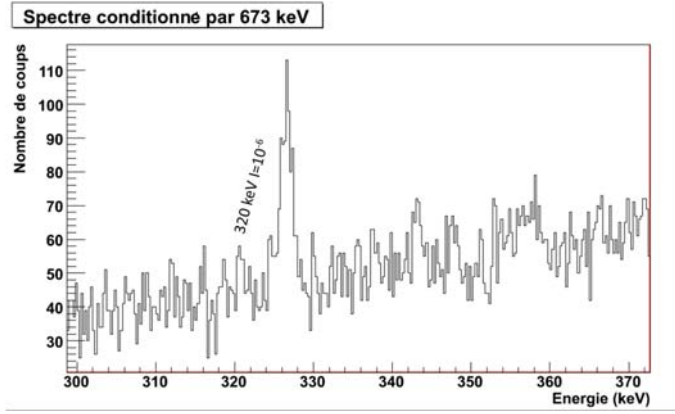


FIGURE VI.13 – *Spectre conditionné par la transition interbande à 673 keV pour 200 millions de cascades générées dans AGATA 4 $\pi$ . Nous voyons un petit pic à 320 keV apparaître.*

total. Néanmoins, la transition à 320 keV apparaît sur ce spectre et prouve que même avec une statistique limitée, des intensités de l'ordre de  $10^{-6}$  sont observables avec AGATA 4 $\pi$ .

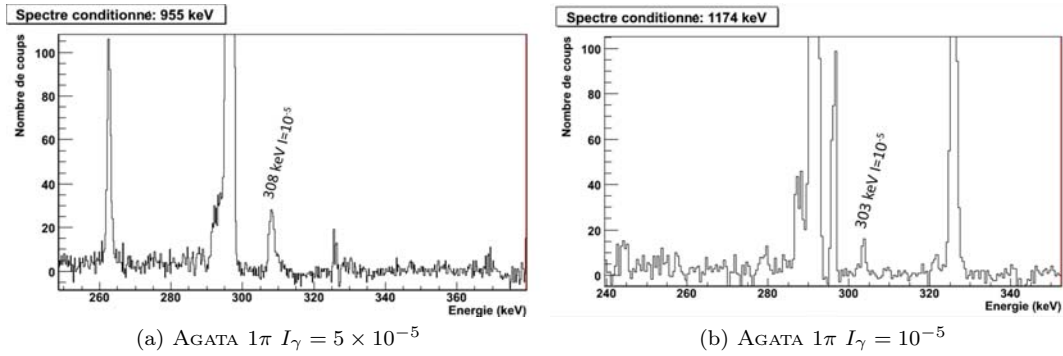


FIGURE VI.14 – *Spectres conditionnés de transitions non observées expérimentalement dont les intensités ont été fixées à (a)  $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$  et (b)  $I_\gamma = 10^{-5}$  pour 600 millions de cascades.*

**AGATA 1 $\pi$**  Nous présentons maintenant les résultats obtenus pour la version 1 $\pi$  d'AGATA dont la construction est actuellement prévue à l'horizon 2015. Sur la figure FIG. VI.14, sont représentés les spectres équivalents que nous avons montrés pour AGATA 4 $\pi$  pour les intensités  $I_\gamma = 5 \times 10^{-5}$  et  $I_\gamma = 10^{-5}$  mais pour AGATA 1 $\pi$  cette fois. Nous remarquons que la transition dont l'intensité est fixée à  $5 \times 10^{-5}$  est bien visible. La transition à  $I_\gamma = 10^{-5}$  est plus difficilement observable avec la géométrie 1 $\pi$  mais il faut tenir compte de l'énergie et de l'intensité de la transition sur laquelle la condition est imposée. En



effet, il s'agit ici d'une transition de haute énergie (1174 keV) pour laquelle l'efficacité de détection sera défavorable à son observation. De ce fait, utiliser cette transition comme condition limitera d'autant l'observation de la transition d'intérêt.

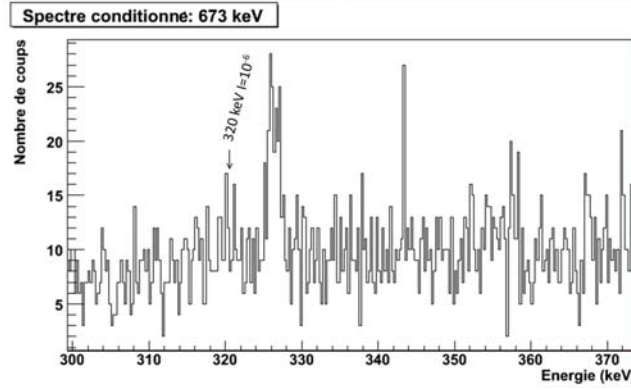


FIGURE VI.15 – Spectre conditionné par la transition interbande à 673 keV pour 100 millions de cascades générées dans AGATA  $1\pi$ . Nous voyons qu'aucun pic n'est visible à 320 keV.

En ce qui concerne la transition avec une intensité de  $10^{-6}$ , nous présentons sur la figure FIG. VI.15 le spectre conditionné par la transition à 673 keV ( $7^- \rightarrow 8^+$ ) pour une génération de 600 millions de cascades dans AGATA  $1\pi$ . Nous voyons que cette transition ne sera vraisemblablement pas observable avec AGATA  $1\pi$  comme l'atteste l'absence du pic à 320 keV. Ce résultat doit malgré tout être nuancé par le fait qu'il s'agit ici d'un spectre obtenu avec une statistique équivalente à 6 millions d'événements de multiplicité 3 ou plus contre 228 millions dans l'expérience de 2007. D'un autre côté, un autre bémol doit être mis sur l'observation éventuelle de ce pic, car il faut garder en mémoire que dans les simulations présentées ici, le pic à 322 keV de la bande négative voisine a été décalé, et donc ne perturbe pas l'observation. Expérimentalement, il restera donc nécessaire d'obtenir suffisamment d'événements de multiplicité 3 ou plus de manière à pouvoir imposer des doubles conditions pour s'affranchir de la contamination du pic à 322 keV.

#### VI.3.d Discussion

Nous allons, dans ce paragraphe, mettre en parallèle les résultats obtenus lors des simulations avec une caractéristique des détecteurs : l'efficacité photopic. Celle-ci a déjà été discutée plus en détail au chapitre V, et nous donnons seulement sa valeur pour les différents détecteurs de rayonnements  $\gamma$  que nous avons évoqués dans ce manuscrit (cf. TAB. VI.1). Nous pouvons, dans un premier temps, constater que les deux versions de

Détecteur	JUROGAM	JUROGAM II	AGATA $1\pi$	AGATA $4\pi$
Efficacité photopic	4.2 %	6.3 %	7 %	43 %

TABLE VI.1 – *Efficacité photopic à 1 MeV et  $M_\gamma = 1$  pour les détecteurs JUROGAM, JUROGAM II, AGATA  $1\pi$  et AGATA  $4\pi$ .*

JUROGAM ainsi que la version  $1\pi$  d’AGATA ont une efficacité relative comparable. Ainsi, il n’est pas surprenant que les limites d’observation soient similaires pour ces détecteurs. Cependant, il est attendu que la résolution en énergie du multidétecteur AGATA soit meilleure que pour les détecteurs actuels. Il sera donc vraisemblablement plus facile de différencier des pics proches en énergie tel que dans le cas que nous avons simulé. En effet, le noyau  $^{156}\text{Gd}$  présente de nombreuses transitions comprises dans un intervalle de quelques keV, et l’amélioration de la résolution permettra peut être l’utilisation d’une multiplicité moindre pour sélectionner une voie précise de désintégration.

Concernant la version  $4\pi$  d’AGATA, nous voyons que l’efficacité photopic est multiplié par 10 par rapport à JUROGAM. Il n’y a donc rien d’étonnant à ce que les limites d’intensité observable soient repoussées avec ce détecteur. Nous avons ainsi constaté qu’avec 200 millions de cascades, soit environ 150 millions d’événements triples (228 millions en 2007), la transition à 320 keV, dont l’intensité a été fixée à  $10^{-6}$ , a été observée par la simulation avec le multidétecteur AGATA  $4\pi$ .

## VI.4 Conclusion du chapitre

Dans cet ultime chapitre, nous avons présenté des travaux de simulation d’expérience. La simulation est un outil nécessaire à l’élaboration de propositions d’expériences et pour le développement de détecteurs.

Nous avons ainsi combiné divers outils, en commençant par la simulation de réactions de fusion-évaporation par le code evapOR. Ceci nous a permis d’obtenir les sections efficaces de production des différents noyaux résidus d’évaporation. Les résultats de chaque outil ont été confrontés à des résultats expérimentaux afin de vérifier leur validité. L’expérience qui a servi de référence a eu lieu au GANIL avec une réaction  $^{76}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$  à 330 MeV.

Les sections efficaces sont ensuite utilisées pour la génération d’événements  $\gamma$  réalistes. Ceci est réalisé par GammaWare développé à Lyon. Les schémas de niveaux expérimentaux sont utilisés avec des intensités relatives réalistes afin de reproduire au mieux le

rayonnement gamma généré expérimentalement.

Enfin, la détection de ce rayonnement est simulée à partir du code développé pour la collaboration AGATA. Ce détecteur de nouvelle génération permettra de se passer de détecteurs anti-Compton en BGO grâce à l'utilisation d'une méthode de reconstruction de trajectoire.

L'ensemble de ces outils a été utilisé pour déterminer les limites d'observation des transitions de type E2 dans le cadre de la recherche de la symétrie tétraédrique. En effet, les modèles théoriques ont prédit la disparition de ce type de transition au sein de bandes construites sur un état tétraédrique. Expérimentalement, dans le  $^{156}\text{Gd}$ , des limites d'observation ont pu être déterminées en 2007 à Jyväskylä pour les transitions de la bande de parité négative de spins impairs inférieurs à  $9^-$ . Nous avons ainsi entrepris d'explorer la possibilité de repousser ces limites dans l'hypothèse d'une réitération de l'expérience de 2007 auprès du multidétecteur AGATA. Pour cela deux versions d'AGATA ( $1\pi$  et  $4\pi$ ) ont été étudiées. Cette simulation a, de cette façon, montré qu'il serait possible d'observer des transitions d'une intensité de  $I_\gamma = 10^{-6}$  pour le multidétecteur AGATA  $4\pi$  avec un nombre d'événements triples moins important que dans l'expérience de 2007. Pour la version  $1\pi$ , il n'a pas été possible d'observer cette même intensité. L'intensité la plus faible à laquelle un pic a pu être clairement observé pour AGATA  $1\pi$  a été de  $I_\gamma = 10^{-5}$  pour nos simulations.



# Conclusion et perspectives

Au fil des pages de ce manuscrit, nous avons appréhendé les différentes phases de la recherche expérimentale en physique nucléaire par spectroscopie  $\gamma$ . Nous avons abordé l'aspect expérimental et instrumental au travers de la description de l'expérience sur la recherche des états isomériques dans les isotopes de néodyme proche des masses 140. L'utilisation d'un dispositif expérimental dédié a rendu possible l'étude des états isomériques de manière optimale. L'association d'une cible mince et du spectromètre de recul RITU a permis d'implanter les ions produits par la réaction au plan focal. En complément, deux dispositifs de détection des rayonnements  $\gamma$  ont été utilisés conjointement. Le multidétecteur JUROGAM II, placé autour de la position cible, détectait le rayonnement prompt émis lors de la réaction de fusion évaporation. Ensuite, autour du plan focal, les détecteurs germanium de GREAT recueillaient les photons issus de la décroissance des résidus. Les noyaux Nd étaient produits par la réaction  $^{96}\text{Zr} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{144}\text{Nd}^*$ . Les voies favorisées étant les voies  $4n$  et  $5n$ , nous avons créé majoritairement les noyaux  $^{140}\text{Nd}$  et  $^{139}\text{Nd}$ .

La grande quantité de données recueillies a été pré-analysée, à l'aide des outils d'analyse GRAIN et ROOT, de manière à mettre en forme les événements de l'expérience. Ces données ont ensuite été analysées de deux façons. La première a consisté en l'exploitation des matrices énergie-temps du plan focal. De cette façon, nous avons mesuré les temps de vie de quatre états isomériques dont trois dans les isotopes de Nd. L'intérêt majeur de cette expérience était de détecter les rayonnements prompts et retardés dans deux dispositifs différents. Grâce aux matrices de corrélations entre transitions promptes et retardées nous avons découvert les transitions d'alimentation du niveau  $20^+$  du noyau  $^{140}\text{Nd}$ . De ces matrices nous avons également pu mettre en évidence un nouveau niveau situé 45 keV au dessus du niveau  $19/2^+$  du noyau  $^{139}\text{Nd}$ . Avec l'appui d'estimation de Weisskopf, nous proposons ce niveau comme candidat pour l'état isomérique de 278 ns de durée de vie.

En abordant les aspects théoriques de cette étude des niveaux isomériques, nous avons

constaté que l'utilisation de modèle de type CNS permettait d'expliquer la formation d'états favorisés dans ces noyaux. Par exemple, nous avons vu que l'état  $20^+$  du noyau  $^{140}\text{Nd}$  pouvait être expliqué en terme de configuration quatre trous protons et deux trous neutrons dans un cœur de  $^{146}\text{Gd}$ . Par ailleurs, ces calculs ont prédit un état possiblement isomérique dans le noyau  $^{139}\text{Nd}$  à un spin  $I^\pi = 23/2^+$ . Or, le nouvel état candidat mentionnée précédemment est alimenté par trois transitions désexcitant un état  $25/2^+$ , il est donc d'autant plus probable que ce nouvel état corresponde à l'état favorisé prédit par le modèle.

Dans l'avenir proche, il sera nécessaire de caractériser les nouvelles transitions et les nouveaux états via la détermination des distributions angulaires et en réalisant des mesures de polarisation dans les détecteurs clover. D'un point de vue plus lointain, les résultats de cette étude ont été l'appui de propositions d'expériences pour réaliser une campagne de mesure d'états isomériques de hauts spins dans la série des noyaux  $N=80$  autour du néodyme ( $^{136}\text{Ba}$  et  $^{142}\text{Sm}$  notamment). Cette campagne a pour objectif d'être couplée à des travaux de physique nucléaire théorique afin de déterminer l'intensité de la force d'appariement dans cette zone.

Dans une deuxième partie de ce manuscrit, nous avons traité la recherche de formes exotiques dans les noyaux. Ce travail s'inscrit dans la collaboration TetraNuc recherchant des preuves expérimentales de l'existence de la symétrie tétraédrique dans les noyaux. Des arguments théoriques et expérimentaux ont amené à considérer le noyau  $^{156}\text{Gd}$  comme candidat et une expérience a été réalisée dans ce but. Ici, l'utilisation du multidétecteur JUROGAM seul a permis de construire un cube  $\gamma - \gamma - \gamma$  des rayonnements émis lors de la réaction de fusion-évaporation  $\alpha + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{156}\text{Gd} + 2n$ . L'étude des bandes de parité positive de ce noyau a abouti à la découverte de 13 nouvelles transitions dont la majorité se trouve dans les bandes gamma. Notamment, plusieurs transitions ont été observées entre ces bandes, confirmant leur nature précédemment proposée. Cette étude a également débouché sur la réalisation de travaux de simulation. Il s'agissait de simuler la détection des transitions de faible intensité par le multidétecteur de nouvelle génération AGATA. En effet, l'une des manifestations expérimentales attendues de la symétrie tétraédrique est l'absence de transitions E2 au sein de la bande construite sur un état tétraédrique. Notre étude a consisté à simuler l'expérience réalisée en 2009, mais cette fois avec différentes versions d'AGATA comme détecteur. Nous avons ainsi montré qu'il serait possible d'observer des transitions d'une intensité de  $10^{-6}$  avec la version  $4\pi$  d'AGATA.

Les résultats expérimentaux présentés dans cette étude sont actuellement en attente

d'une confrontation avec des résultats de calculs théoriques, bien que les interprétations préliminaires ne vont pas dans le sens de la symétrie tétraédrique pour les bandes de parité positives du  $^{156}\text{Gd}$ . D'un autre côté, les simulations ont montré qu'il sera difficile de repousser les limites d'observation de transitions de faible intensité dans le futur proche. Malgré cela, la recherche expérimentale de la symétrie tétréadrique se poursuit selon une autre voie. En effet, une campagne expérimentale est en cours afin de mesurer les durées de vie pour des niveaux nucléaires dans des noyaux d'actinides. Une première expérience test a eu lieu en ce sens au printemps 2010 qui, couplée à d'autres tests en cours, va permettre de préparer d'autres propositions d'expérience, à Jyväskylä notamment.





# Bibliographie

- [Afa99] Afanasjev A.V., Fossan D.B., Lane G.J., Ragnarsson I. *Physics Reports* **322** (1999), n° 1-2, 1 .
- [Ago03] Agostinelli S., Allison J., Amako K., *et al.* *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506** (2003), n° 3, 250 .
- [Arn06] Arnold L., Baumann R., Chambit E., *et al.* *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006), n° 3, 723.
- [Bec97] Becquerel H. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* (1897).
- [Bee69] Beery D.B., Kelly W.H., Mcharris W.C. *Phys. Rev.* **188** (1969), n° 4, 1851.
- [Ben90] Bengtsson T. *Nuclear Physics A* **512** (1990), 124 .
- [Boh13] Bohr N. *Philosophical Magazine Series 6* **26** (1913), 1.
- [Boh69] Bohr A., Mottelson B.R. *Nuclear Structure, volume I et II* (W.A. Benjamin, Inc, New York, Amsterdam, 1969).
- [Bot30a] Bothe W., Becker H. *Zeitschrift für Physik* **66** (1930), n° 5-6, 307.
- [Bot30b] Bothe W., Becker H. *Zeitschrift für Physik* **66** (1930), n° 5-6, 289.
- [Bru] Brun R. [http ://root.cern.ch/drupal/](http://root.cern.ch/drupal/).
- [Cha32] Chadwick J. *Nature* **129** (1932), 312.
- [Cou02] Courrier C. [http ://cerncourier.com/cws/article/cern/28587](http://cerncourier.com/cws/article/cern/28587), 2002.
- [Cur98a] Curie P., Sklodowska Curie M. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* (1898), 175.
- [Cur98b] Curie P., Sklodowska Curie M., Bémont M.G. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* (1898), 1215.
- [DA94] De Angelis G., Cardona M.A., De Poli M., *et al.* *Physical Review C* **49** (1994), n° 6, 2990.

- [Dan53] Danysz M., Pniewski J. *Philosophical Magazine* **44** (1953), 348.
- [Doa08] Doan Q.T., Curien D., Stezowski O., *et al.* *Acta. Phys. Pol. B* **40** (2008), 725.
- [Doa09] Doan Q.T. *Recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau  $^{156}\text{Gd}$  par spectroscopie  $\gamma$* . Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1, 2009.
- [Dud03] Dudek J., Gozdz A., Schunk N. *Acta. Phys. Pol. B* **34** (2003), 2491.
- [Dud06a] Dudek J., Curien D., Dubray N., Dobaczewski J., Pangon V., Olbratowski P., Schunck N. *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006), n° 7, 072501.
- [Dud06b] Dudek J., Curien D., Dubray N., Dobaczewski J., Pangon V., Olbratowski P., Schunck N. *Physical Review Letter* *97*, 072501 (2006).
- [ENS] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [Far] Farnea E., Bazzaco D. <http://agata.pd.infn.it/>.
- [Fer08] Ferraton M., Bourgain R., Petrache C.M., *et al.* *The European Physical Journal A* **35** (2008).
- [Gav80] Gavron A. *Phys. Rev. C* **21** (1980), n° 1, 230.
- [Giz97] Gizon J., Nyakó B.M., Timár J., *et al.* *Physics Letters B* **410** (1997), n° 2-4, 95 .
- [Gül87] Gülmez E., Li H., Cizewski J.A. *Physical Review C* **36** (1987), n° 6, 2371.
- [Gne71] Gneuss G., Greiner W. *Nuclear Physics A* **171** (1971), n° 3, 449 .
- [gre] <http://npg.dl.ac.uk/GREAT/tech.html>.
- [Har65] Harris S.M. *Phys. Rev.* **138** (1965), n° 3B, B509.
- [Har01] Hartley D.J., Reviol W., Riedinger L.L., *et al.* *Phys. Rev. C* **63** (2001), n° 2, 024316.
- [Hax49] Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H.E. *Phys. Rev.* **75** (1949), n° 11, 1766.
- [Hei32a] Heisenberg W. *Zeitschrift für Physik* **77** (1932), n° 1-2, 1.
- [Hei32b] Heisenberg W. *Zeitschrift für Physik* **78** (1932), n° 3-4, 156.
- [Hei33] Heisenberg W. *Zeitschrift für Physik* **80** (1933), n° 9-10, 587.
- [Hil53] Hill D.L., Wheeler J.A. *Phys. Rev.* **89** (1953), n° 5, 1102.
- [Ing54] Inglis D.R. *Phys. Rev.* **96** (1954), n° 4, 1059.
- [Jol34a] Joliot F., Curie I. *Nature* **133** (1934), 201.
- [Jol34b] Joliot F., Curie I. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* **198** (1934), 559.

- [Jol34c] Joliot F., Curie I. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* **198** (1934), 254.
- [Jur] <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec/jurogam>.
- [Kle79] Kleinheinz P., Broda R., Daly P.J., Lunardi S., Ogawa M., Blomqvist J. *Zeitschrift für Physik A* **290** (1979).
- [Kon81] Konijn J., de Boer F.W.N., van Poelgeest A., Hesselink W.H.A., de Voigt M.J.A., Verheul H., Scholten O. *Nuclear physics A* **352** (1981), 191.
- [Laz01] Lazarus I., Appelbe E.E., Butler P.A., *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science* **48** (2001), n° 3, 567.
- [Lei95] Leino M., Äystö J., Enqvist T., *et al.* *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* **99** (1995), n° 1-4, 653 . Application of Accelerators in Research and Industry '94.
- [Lei97] Leino M. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* **126** (1997), n° 1-4, 320 . International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to Their Applications.
- [LM04] Lopez-Martens A., Hauschild K., Korichi A., Roccaz J., Thibaud J.P. *Nuclear Instruments and Methods A* **533** (2004), n° 3, 454 .
- [May48] Mayer M.G. *Phys. Rev.* **74** (1948), n° 3, 235.
- [May49] Mayer M.G. *Phys. Rev.* **75** (1949), n° 12, 1969.
- [Mer80] Merdinger J.C., Beck F.A., Bozek E., Byrski T., Gehringer C., Schutz Y., Vivien J.P. *Nuclear Physics A* **346** (1980), n° 1-2, 281.
- [MV78] Müller-Veggian M., Gono Y., Lieder R.M., Neskakis A., Mayer-Böricke C. *Nuclear Physics A* **304** (1978), n° 1, 1 .
- [MV79] Müller-Veggian M., Beuscher H., Lieder R.M., Gono Y., Haenni D.R., Neskakis A. *Zeitschrift für Physik A* **290** (1979).
- [MV80] Müller-Veggian M., Beuscher H., Haenni D.R., Lieder R.M., Neskakis A., Mayer-Böricke C. *Nuclear Physics A* **344** (1980).
- [Mye67] Myers W.D., Swiatecki W.J. *Ark. Fys.* **36** (1967), 1.
- [Neu04] Neußer A., Hübel H., Al-Khatib A., *et al.* *Phys. Rev. C* **70** (2004), n° 6, 064315.
- [Nil95] Nilsson S.G., Ragnarsson I. *Shapes and shell in nuclear structure* (Cambridge university press, 1995).

- [Nor69] Nordhagen R., Diamond R.M., Stephens F.S. *Nuclear Physics A* **138** (1969).
- [Pet] Petrache C.M. Données et schémas de niveaux de l'expérience Euroball. Communication privée.
- [Pet05] Petrache C.M., Fantuzi M., LoBianco G., *et al.* *Phys. Rev. C* **72** (2005), n° 6, 064318.
- [Pet06] Petrache C.M., Bark R.A., Murray S.T.H., *et al.* *Physical Review C* **74** (2006), n° 3, 034304.
- [Pet09] Petrache C., Ferraton M., Greenlees P., *et al.* *Jurogam II Proposal* (2009).
- [Que09] Querini R. Spectroscopie  $\gamma$  du noyau  $^{154}\text{Gd}$  par l'expérience TetraNuc de 2007., 2009. Rapport de stage de Master1, Communication privée.
- [RAD] <http://radware.phy.ornl.gov/nd.html>.
- [Rad95a] Radford D.C. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **361** (1995), n° 1-2, 306 .
- [Rad95b] Radford D.C. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **361** (1995), n° 1-2, 297 .
- [Rag] Ragnarsson I., Petrache C.M. Communication privée.
- [Rah08] Rahkila P. *Nuclear Instruments and Methods A* **595** (2008).
- [Rön95] Röntgen W.C. *Aus den Sitzungsberichten der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft* (1895).
- [Rob07] Robin J., Curien D., Dudek J., Redon N., Schmitt C., Stezowski O., Doan Q.T. *Jurogam Proposal* (2007).
- [Ros06] Rosse B. *Détection  $\gamma$  et faisceaux radioactifs : recherche de noyaux exotiques très déformés*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1, 2006.
- [Rut11] Rutherford E. *Philosophical Magazine* **21** (1911), 669.
- [SC98] Sklodowska Curie M. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* (1898), 1101.
- [Sch96] Schnare H., LaFosse D.R., Fossan D.B., *et al.* *Phys. Rev. C* **54** (1996), n° 4, 1598.
- [Sim94] Simpson J., Riley M.A., Gale S.J., *et al.* *Physics Letters B* **327** (1994), n° 3-4, 187 .

- [Sim97] Simpson J. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **358** (1997), 139.
- [Sim06] Simpson J. *Journal of Physics : Conference Series* **41** (2006), 72 .
- [Ste] Stezowski O. [http ://agata.in2p3.fr/gw/doxy](http://agata.in2p3.fr/gw/doxy).
- [Str67] Strutinsky V.M. *Nuclear Physics A* **95** (1967), n° 2, 420 .
- [Sug01] Sugawara M., Mitarai S., Kusakari H., *et al.* *Nuclear Physics A* **686** (2001).
- [Tho04] Thomson J.J. *Philosophical Magazine* **7** (1904), 237.
- [vW35] von Weizsäcker C.F. *Zeitschrift für Physik* **96** (1935), n° 7-8, 431.
- [Wei51] Weisskopf V.F. *Phys. Rev.* **53** (1951), n° 5, 1073.
- [Yos75] Yoshikawa N. *Nuclear Physics A* **243** (1975), n° 1, 143.